

Giuliano Preparata

# Dai quark ai cristalli

Breve storia  
di un lungo viaggio  
dentro la materia

Bollati Boringhieri

Scienze



Giuliano Preparata

# Dai quark ai cristalli

Breve storia di un lungo viaggio dentro la materia

Bollati Boringhieri

Prima edizione giugno 2002

© 2002 Bollati Boringhieri editore s.r.l., Torino, corso Vittorio Emanuele II, 86  
I diritti di memorizzazione elettronica, di riproduzione e di adattamento totale o parziale  
con qualsiasi mezzo (compresi i microfilm e le copie fotostatiche) sono riservati  
Stampato in Italia dalla Stampatre di Torino  
ISBN 88-339-1392-9

Schema grafico della copertina di Pietro Palladino e Giulio Palmieri

Stampato su carta Palatina delle Cartiere Miliani Fabriano

## Indice

vii *Prefazione* di G. Boaretto, E. Del Giudice, G. Galli e C. Medail

### Dai quark ai cristalli

3	0. Perché questo libro?
5	1. Farò il fisico
10	2. Lo spin dei bosoni
23	3. Quark ad Arcetri
43	4. Princeton e dintorni
64	5. Il cono di luce
81	6. Ma che cosa sono i quark?
95	7. You are old, Father Feynman
110	8. Il vuoto è tutto
128	9. Ricostruire la materia
138	10. Sorella acqua
150	11. Il sole in provetta
168	12. Materia super

180	13. Magie della coerenza
196	14. Ritorno ai principi
209	15. Un ponte verso la biologia
217	<i>Elenco delle abbreviazioni</i>
221	<i>Appendice Bibliografia degli scritti di Giuliano Preparata</i>
245	<i>Indice dei nomi</i>

## *Prefazione*

Questo è un libro inconsueto. È il libro in cui un fisico teorico, Giuliano Preparata, scomparso prematuramente due anni fa, racconta il suo percorso nella scienza fisica, partendo dagli studi della giovinezza, quando fu uno dei maggiori protagonisti della costruzione del modello standard delle interazioni subnucleari, per arrivare alle tematiche della dinamica della vita e dell'emergenza di una psiche dalla vita biomolecolare. Nel corso di questo cammino lo scienziato si è sempre più spogliato della sua astrattezza e si è avvicinato alla vita reale e concreta. Ma – viene da chiedersi – perché questo viaggio è stato fatto, tra tanti scienziati, proprio da Giuliano?

Si può tentare di formulare un'ipotesi. Questo «lungo viaggio dentro la materia» non è stato concepito per un desiderio di fuga, per la necessità di sottrarsi ai dolori della vita reale e trovare rifugio negli spazi astratti e freddi delle «supersimmetrie», delle «superstringhe», dai quali non potrà mai venire nulla di drammatico, tranne forse una noia mortale. È stato al contrario il viaggio di chi cercava nella materia, al di sotto delle collisioni e degli urti, una condizione di risonanza che ponesse in fase i diversi individui e rendesse lo stato di ognuno premessa e conseguenza dello stato altrui. E questo obiettivo è stato perseguito con la passione di chi a tale scopo ha dedicato l'intera vita.

Passione: ecco una parola che, secondo un pregiudizio diffuso, dovrebbe suonare come una bestemmia per uno scienziato, al quale invece dovrebbe convenire piuttosto il distaccato rigore. Ma forse proprio questo pregiudizio è l'espressione di quella mentalità che finora non ha saputo far compiere alla scienza il salto oltre il fosso

profondo che divide l'inorganico dal vivente. Un pensiero non separato dalla passione può penetrare i misteri che l'approccio positivistico, fratello gemello dell'oscurantismo irrazionalistico, non riesce a illuminare. Ecco allora che il viaggio faticoso attraverso i quark e i nuclei genera l'esperienza e la chiaroveggenza necessarie per comprendere la «memoria dell'acqua» o l'omeopatia, e la fusione fredda o l'azione di deboli campi magnetici su organismi viventi, lungi dall'essere fenomeni «complessi», se osservati dall'angolo giusto rivelano una semplicità commovente e sconvolgente.

Il libro di Giuliano Preparata può essere letto come percorso iniziatico e cioè come esperienza evolutiva di chi condivide l'amore per la verità, intesa come disvelamento e non solo come descrizione. E tale passione non può che essere collettiva perché il velo copre l'intera verità e quindi lo scienziato deve aiutare tutti, anche i suoi più tenaci oppositori, a guardare nel cannocchiale di Galileo. Il percorso raccontato nel libro non riguarda, dunque, solo nuove leggi scientifiche, ma anche una nuova etica che vede la realtà come complesso di forze interagenti e nessi di idee individuali, un'etica in cui suscitare l'altrui attenzione è necessario per pervenire allo stato di risonanza essenziale alla ricerca. La grande lezione morale ed epistemologica del testo nasce dalla presa di coscienza che la natura tende al collettivo e che il collettivo tende all'umanità e non all'individualità: in altre parole, alla base del senso del collettivo vi sono amore, passione dell'essere umano per l'essere umano e soprattutto il superamento della paura dell'altro. Il processo di ricerca diviene allora il processo di disvelamento del senso del nostro vivere.

A questo processo di ricerca è chiamato anche il lettore, il quale a una prima lettura potrà forse non comprendere la metà dei concetti esposti, ma se si abbandona al discorso dell'autore subisce un tale fascino che non avrà pace finché non riuscirà a entrarvi, portandovi il carico dei propri sogni. Uno scrittore che ha avuto modo di leggere il manoscritto ha commentato acutamente: «Questo testo non può lasciare in ogni caso il lettore indifferente: ne farà o un sostenitore entusiasta o un avversario accanito».

Ma a quale viaggio ci invita Giuliano Preparata?

Nel xx secolo la realtà fisica è stata smontata in pezzi sempre più piccoli. All'inizio del secolo si è visto che la materia macroscopica

poteva scomporsi in corpuscoli microscopici, le molecole, formate a loro volta da atomi. Gli atomi vengono successivamente scissi in nuclei ed elettroni (questi ultimi almeno per ora indivisibili); a loro volta i nuclei si rivelano costituiti da protoni e neutroni (entrambi detti anche nucleoni). Questi, poi, nei moderni acceleratori di particelle, come quelli operanti a Stanford, in California, o al CERN di Ginevra, fanno sgorgare dal loro seno nuove particelle, chiamate mesoni. I nucleoni possono trasformarsi in particelle più pesanti, gli iperoni. L'insieme dei nucleoni e iperoni (chiamati complessivamente barioni) e dei mesoni forma i cosiddetti adroni, uno zoo di particelle composte di corpuscoli ancora più elementari, i quark. A fianco dei quark, e in corrispondenza univoca con essi, esiste un'altra famiglia di particelle elementari, i leptoni, di cui fanno parte gli elettroni e i neutrini, particelle strane ed elusive, prive di massa e carica elettrica.

Negli anni settanta, anche con il contributo di Giuliano Preparata, a questo enorme insieme di dati fu dato ordine e fu elaborata una teoria, il modello standard delle particelle elementari, fondata sui risultati delle due grandi rivoluzioni scientifiche dell'inizio del secolo: la rivoluzione quantistica e quella relativistica. Il modello standard descrive, finora senza errori, tutta la fenomenologia prodotta dai numerosi esperimenti condotti con gli acceleratori di particelle. Resta però un mistero: i quark, la cui esistenza è stata provata esplorando l'interno dei nucleoni con quelle particelle piccolissime che sono gli elettroni. Si ottengono così vere e proprie «radiografie» dei nucleoni, grazie alle quali si osserva che i quark possono esistere esclusivamente in collettività, mai da soli! Non possono conoscere l'esperienza dell'individuo isolato, ma soltanto la vita in interazione.

Si potrebbe supporre che gli aggregati dei quark siano oggetti estremamente rigidi legati da forze di intensità incredibile. Questi aggregati possono tuttavia subire ogni sorta di trasformazioni interne, possono prodursi nuovi aggregati di quark che si separano dall'aggregato originario per viaggiare in modo indipendente. Ricorrendo a una immagine metaforica, si pensi allo scontro frontale, a grandissima velocità, tra una Ferrari e una Maserati; l'esperienza macroscopica induce a immaginare un gran numero di rottami. Invece, se si applicassero al mondo delle auto le leggi del mondo

delle particelle, dall'urto della Ferrari e della Maserati emergerebbero una Volvo e una Mercedes (più un gran numero di monopattini e go-kart) oppure una Lancia e un pullmino e così via. Fu proprio questa grande «creatività» degli urti adronici a convincere Geoffrey Chew – che negli anni sessanta era il guru della West Coast e che fu il maestro di Fritjof Capra, il guru della New Age – che ogni adrone fosse composto da tutti gli altri adroni, una concezione con reminiscenze del pensiero indiano.

Il mistero dell'inseparabilità dei quark e della peculiare dinamica dei suoi aggregati, che fa sì che si presentino sempre e comunque come adroni, spinse Preparata a considerare questo il vero problema della fisica contemporanea cui dopo dieci anni di lavoro trovò la soluzione descritta nel libro. Da allora egli cominciò ad allontanarsi dalla maggior parte dei suoi colleghi. La storia di questa separazione ha un'origine molto lontana.

Nell'Ottocento Maxwell e Boltzmann furono gli artefici all'interno della fisica di un enorme balzo in avanti concettuale, il riduzionismo scientifico. Essi ricostruirono completamente il comportamento macroscopico dei gas reali, cioè l'evoluzione dinamica di un volume di gas, la cui conoscenza è riassunta dal valore numerico di poche grandezze fisiche (pressione, volume, temperatura), a partire dalle configurazioni e dalle distribuzioni di velocità che le molecole componenti il gas possono assumere (stato microscopico del gas reale). Dato un particolare stato microscopico del gas è possibile dedurre il suo stato macroscopico e, viceversa, è possibile indicare il numero di stati microscopici corrispondenti a un dato stato macroscopico. Si può perciò «ridurre» un certo livello della realtà fisica a un livello più elementare e, all'opposto, si può controllare l'attendibilità della nostra conoscenza delle leggi del livello microscopico attraverso la capacità di ricostruire le leggi del livello macroscopico. Il riduzionismo scientifico non è perciò un atto di arroganza della fisica degli atomi nei confronti delle altre scienze, ma, al contrario, la condizione del dialogo fra tutte le scienze, non nello stato di reciproca indifferenza della «pari dignità», bensì in un effettivo stato di interazione. In caso di discrepanza tra lo stato macroscopico risultante dall'osservazione e la ricostruzione di esso in termini di dinamica dei componenti, è la fisica del microscopico che va modificata. Viceversa, in caso di accordo tra i due termini,

è la scienza del macroscopico a guadagnare la possibilità di generare nuove configurazioni prima impensate; basti pensare ai materiali artificiali (il nylon, il kevlar, i polimeri) che la chimica industriale ha potuto produrre sulla base della conoscenza delle proprietà degli atomi.

Alla fine del XIX secolo lo schema teorico di Maxwell e Boltzmann aveva permesso di dedurre l'intera termodinamica dai moti degli atomi descritti dalla fisica classica. Ma vi fu allora un ulteriore progresso della termodinamica col terzo principio formulato da Nernst, che prevede l'annullamento dell'entropia di un sistema fisico al tendere della sua temperatura allo zero assoluto. Non fu possibile «ridurre» questo principio a nessuna descrizione in termini di moti classici degli atomi.

Si aprivano allora due alternative. Alla luce dell'abituale prassi dell'epistemologia contemporanea, si sarebbe potuto considerare fallito l'ideale riduzionistico, affermare che il macroscopico e il microscopico sono retti da leggi diverse e lasciare meccanica classica e termodinamica a cercare con «pari dignità» il loro posto nel novero dei saperi. Questa sarebbe stata la risposta di una comunità scientifica reazionaria, più interessata all'autoconservazione dei suoi differenti rami e dei corrispondenti posti e carriere che alla ricerca della verità («Ma esiste poi una verità oggettiva?» finisce per sbottare l'accademico timoroso del crollo della sua «verità», che gli procura caviale e prestigio). Per fortuna, però, l'inizio del Novecento era tempo di rivoluzione; la passione della creazione e della verità prevaleva sull'autoconservazione. Si poteva ancora forse dire con il poeta russo Esenin: «Solo la morte può chiudere gli occhi che hanno cominciato a vedere». Mentre grandi masse di uomini si preparavano a uno scontro sociale gigantesco, in cui era in gioco l'esistenza di imperi, di classi, di sistemi sociali, la prospettiva che un ramo della scienza fosse sconvolto dalle fondamenta non era vista come un pericolo, ma come una grande opportunità. Perciò la risposta alla crisi posta dal terzo principio della termodinamica fu: se meccanica statistica classica e termodinamica entrano in conflitto, poiché la termodinamica è una scienza macroscopica legata all'osservazione diretta della realtà e quindi la sua probabilità di sbagliare è piccola, allora l'esigenza dell'unità del reale impone l'abbandono della meccanica classica, come erronea,

e la ricerca di una nuova teoria del microscopico, a cui la termodinamica possa «ridursi». La teoria quantistica fu appunto la soluzione a questo conflitto. Un analogo contrasto fra meccanica classica ed elettromagnetismo fu all'origine dell'altra grande rivoluzione dell'inizio del secolo scorso: la rivoluzione relativistica. Il rapporto tra microscopico e macroscopico non è di subordinazione del primo al secondo, ma un rapporto di risonanza, nel senso che è possibile che una teoria legata all'osservazione diretta della realtà contenga errori e che questi possano essere spiegati dalla teoria microscopica. Imparare dagli errori aiuta a migliorare la comprensione sia dell'«alto» sia del «basso», del microscopico e del macroscopico in stretta relazione di coerenza.

Da queste rivoluzioni è nata una scienza, la teoria quantistica dei campi, profondamente diversa dalla meccanica classica. La meccanica classica si fonda sul concetto di corpo isolato e localizzato «qui e ora». Il complesso è spiegato mediante l'aggregazione di corpi isolati microscopici, gli atomi, legati tra loro da forze esterne. La teoria quantistica si occupa invece del «campo», un oggetto fisico esteso nello spazio e nel tempo, capace però di apparire al suo esterno solo in forma granulare, cioè come un insieme di «quanti», di granuli di energia e impulso; il campo è dotato inoltre di una legge di oscillazione o «fase» che rende possibile l'interferenza degli oggetti quantistici come onde. Come è spiegato nel libro, l'impossibilità di determinare simultaneamente la fase e il numero di quanti componenti il campo è all'origine dei paradossi che hanno finora reso la fisica quantistica incomprensibile alla maggior parte dei non specialisti. D'altronde è proprio la rinuncia al concetto di individuo come concetto fondamentale della realtà a creare difficoltà alla sensibilità dell'uomo medio moderno, tutto teso a preservare la propria autonomia individuale dall'assalto esterno e perciò poco propenso all'abbandono nell'ambito di una realtà comprensiva più grande. Nella concezione quantistica materia e luce non sono più così reciprocamente estrinseche come nella fisica classica. La luce può apparire in forma di palline, i fotoni, come la materia, ma anche la materia può apparire come un'onda, e gli atomi sono i quanti, i «fotoni» di quest'onda. La possibilità di accoppiare le oscillazioni del campo di materia e del campo elettromagnetico era stata già proposta da Nernst come base della coesione della mate-

ria. Sotto la bandiera del monismo, espressione filosofica della interconnessione di tutto il cosmo, inclusa la specie umana, la teoria quantistica dei campi si è allora candidata a realizzare la «riduzione» dell'intera materia macroscopica (non solo i gas come avevano fatto Maxwell e Boltzmann) a un insieme di campi quantistici fondamentali, i cui quanti sono i corpuscoli materiali, i fotoni e i gluoni, quanti del campo di interazione tra i quark.

Possiamo ora tornare all'enigma del confinamento dei quark e ai guai ai quali va incontro Preparata a partire dal momento in cui trova la soluzione. Egli aveva mostrato che l'accoppiamento tra le oscillazioni del campo dei quark e quelle del campo di interazione rendeva instabile energeticamente la configurazione in cui i quark erano liberi e indipendenti. L'accoppiamento delle oscillazioni produceva un milieu spazio-temporale, un «vuoto» (per dirla nel gergo dei fisici, come sarà spiegato nel libro) in cui i quark trovavano come configurazione di minima energia la loro aggregazione in quelle comitive denominate adroni. Ogni altra configurazione avrebbe richiesto una spesa colossale (potenzialmente infinita) di energia. Il collettivo era la soluzione di quiete del sistema fisico, mentre la costruzione dell'individuo esigevo uno sforzo prometeico. Questa conclusione offende profondamente l'intuizione dell'uomo moderno, modellata dalla sua esperienza e dalle sue aspettative del mondo contemporaneo. Nelle concezioni totalitarie per costruire il collettivo occorre persuadere gli individui allo sforzo eroico; nelle concezioni liberaldemocratiche la richiesta di questo sforzo è vista come oppressione. Ma entrambe le concezioni condividono l'opinione che la costruzione di un collettivo richieda più energia del mantenimento di una società di individui. Scoprire che è vero il contrario sovverte le più radicate aspettative.

Tale idea della coesione della materia può essere facilmente estesa, come illustrato nella seconda parte del libro, dal livello subnucleare a quello macroscopico. Anche l'interazione tra gli atomi, mediata dal campo elettromagnetico, dà luogo a instabilità analoghe a quelle che si sviluppano tra i quark. Perciò il gas di atomi si trasforma nell'aggregato, nel liquido e nel solido, in cui la configurazione di minima energia non è più l'insieme degli atomi individui isolati, ma lo stato coerente di un gran numero di essi in fase con un campo elettromagnetico oscillante intrappolato all'interno del «dominio di coerenza»

occupato dagli atomi. Stavolta, a differenza che nel caso dei quark, l'energia da spendere per produrre gli atomi isolati non è infinita, per cui è possibile avere, in condizioni fisiche diverse, sia gli atomi isolati (il gas) sia lo stato coerente (liquidi e solidi).

Ma perché questo quadro che non emerge dalla scoperta di nuovi principi, ma è la naturale conseguenza della teoria quantistica dei campi pienamente applicata, ha incontrato l'ostilità della maggior parte degli esperti? La risposta è semplice: questa concezione fa sparire le specificità irriducibili di ogni campo che danno luogo alla necessità e unicità dell'esperto, del conoscitore dei vari trucchi utili ad abordare quel particolare ramo del reale, separato da tutti gli altri. Ed è proprio l'unicità a garantire all'esperto i privilegi. Lo scienziato «normale», stipendiato dalle istituzioni scientifiche e «responsabile» verso la società, nella maggioranza dei casi non è più un ricercatore appassionato della verità, ma un burocrate, spesso asservito all'interesse economico di chi in ultima analisi lo paga, e difende gelosamente insieme ai suoi colleghi la piccola nicchia di vantaggi che si è ritagliato, tutti uniti in un generale patto di non aggressione: vivi e lascia vivere.

Ecco perché le grandi rivoluzioni di inizio Novecento – non solo quelle della fisica, ma anche la psicoanalisi di Freud e di Reich, l'avanguardia artistica e così via – sono state progressivamente erose dopo gli anni venti. La teoria quantistica è stata confinata nel mondo subatomico e anche lì vista, nell'interpretazione soggettivista di Copenaghen, come un metodo per descrivere i fenomeni, come un linguaggio matematico, non come la verità oggettiva. Allo stesso modo la teoria di Freud da psicodinamica dell'inconscio, eventualmente da «ridurre» a una biologia dinamica ancora da scoprire, è stata diluita a insieme di ricette per ottenere modifiche del comportamento. Gli arditi ponti lanciati dai pionieri per connettere i vari livelli della realtà e farli risuonare sono stati via via sbarcati fino a montare il processo alla grande conquista del pensiero dell'Ottocento: il riduzionismo scientifico.

Gli sviluppi delle nuove idee fondate sull'elettrodinamica quantistica hanno reso possibile affrontare negli ultimi anni anche i risultati delle scienze «maledette», quei risultati che lo scienziato «normale» – che ha buttato già a mare il riduzionismo «forte» – non vuole accettare perché non riesce a trovare, all'interno della

cassetta dei propri attrezzi concettuali, l'immagine o la metafora adatta per rappresentarli come il prodotto di cause localizzate «qui e ora». È il caso, ad esempio, della fusione fredda e delle medicine alternative, come la medicina omeopatica. Questi risultati «anormali» mettono in pericolo gli interessi costituiti di potenti settori della scienza – la fusione calda o la biologia molecolare –, legati a potenti interessi industriali e finanziari. Essi inoltre sfuggono al paradigma della localizzazione («cause localizzate qui e ora producono effetti localizzati qui e ora») che è una delle basi concettuali della moderna frammentazione delle scienze.

La fusione fredda e le sue applicazioni concrete sarebbero tra l'altro vitali al fine di risolvere la drammatica situazione energetica ed ecologica del pianeta. La possibilità di produrre energia pulita e a basso costo cambierebbe la qualità della vita delle masse più povere e, anche tra i popoli privilegiati, libererebbe l'uomo del terzo millennio da buona parte di quegli assilli di natura materiale che sono di freno a una generale evoluzione delle coscienze. La guerra scientifica attorno alla fusione fredda e alla memoria dell'acqua (omeopatia e altre biologie olistiche) appare perciò come un campo di battaglia decisivo per la rivoluzione scientifica *in fieri*. In questi fenomeni il carattere esteso dell'agente fisico all'opera non può essere in alcun modo «ridotto» all'azione di atomi operanti qui e ora. Come detto nel libro, un teorema della scienza «normale» vieta che, in un reticolo cristallino, quantità di energia dell'ordine di quelle prodotte nella fusione nucleare possano essere trasferite dalla coppia di deutoni fondenti al reticolo circostante. Una fusione «localizzata» nel reticolo non può avvenire! Analogamente, un rimedio omeopatico non sembra agire su nessun «recettore» particolare: esso è fatto di acqua pura, senza nessuna molecola specifica. Il principio attivo è l'organizzazione mesoscopica delle molecole d'acqua, comprendente milioni di molecole, in sintonia con un campo elettromagnetico coerente a essa compenetrato. Non è l'individuo «eroico» ad agire, ma la paventata «grigia massa collettiva», la cui unità appare come un campo.

Questi sarebbero i temi della rivoluzione scientifica del prossimo futuro. L'abbandono del preconetto che la realtà fisica sia un ammasso di palline localizzate in uno spazio-tempo inerte, in cui ogni evento sia ascrivibile a un ben definito insieme di esse, si rivela

sempre più la condizione per lo sviluppo futuro della conoscenza, e la teoria quantistica dei campi, prodotto delle rivoluzioni del Novecento, è lo strumento concettuale candidato naturale a dirigere la transizione. In questo modo le entità «non atomizzabili» individuate nell'esperienza umana – dalla «forza vitale» con cui i biologi vitalisti interpretarono gli aspetti non localizzabili della materia vivente all'«inconscio» con cui Freud, Jung e Reich e i loro seguaci tentarono di decifrare i comportamenti spontanei dell'essere umano, fino al «pensiero» capace di riprodurre al suo interno tutta la dinamica dell'universo, inclusi gli accadimenti di miliardi di anni fa – potranno risuonare nell'ambito della razionalità dispiegata con i mondi degli atomi e dei campi fondamentali. È evidente che solo riuscendo a ridurre la forza vitale e l'inconscio la biologia potrà costruirsi come scienza dinamica e predittiva e non meramente descrittiva. L'attuale biologia molecolare, tutta incentrata sulle palline e sul «qui e ora», è assolutamente inadeguata allo scopo e, qualora si cimenti, non può che perdere la profondità dei risultati di Freud e degli omeopatici, giustamente diffidenti verso tali tentativi.

La prospettiva che va delineandosi non può perciò essere perseguita da individui immersi, con il cervello e con il cuore, nel grigiore dell'attuale scienza «normale», in cui il calcolo dell'interesse dell'investimento scientifico fatto – in uomini e capitale – prevale sempre su qualsiasi passione umana, dalla curiosità all'amore per il viaggio e l'avventura, al desiderio di realizzare i sogni nutriti dai migliori esponenti della nostra specie facendone tutti partecipi. In una società dove i rapporti tra individui sono fondati sull'Ego, il velo che nasconde la verità sarà dissolto soltanto se ci si lascia invadere da quello che sembra l'errore altrui per elaborarlo e utilizzarlo, perché in questo modo nessun presunto errore può fare paura, quella paura che sta invece alla base delle chiusure mentali ancora presenti in questo inizio di millennio, in particolare nella comunità scientifica. La rivoluzione scientifica richiede perciò il pieno dispiegarsi della passione oggettiva verso il cosmo, finalmente liberata dall'angusto ambito di un cuore individuale, in cui deperisce trasformandosi in rabbia impotente, livida invidia e smania distruttiva, a volte addirittura fonte di patologia clinica.

La realizzazione di questa rivoluzione nella presente struttura sociale appare molto ardua. La repressione delle scienze «male-

dette» è un forte indizio dell'estraneità delle forze dominanti nella nostra società ai temi della rivoluzione scientifica. Può darsi perciò che il pieno sviluppo di questa rivoluzione possa avvenire soltanto in una diversa struttura sociale. Ma l'inizio può aver luogo anche subito, anzi, come emerge dalla lettura del presente libro, può essere già avvenuto. La condizione per ulteriori passi in avanti è che attorno a questi temi si raccolga un insieme di uomini e donne disposti a far proprie queste prospettive, a svilupparle e a comunicarle. Come l'idea del corpo isolato localizzato interagente con gli altri solo attraverso la collisione è il riflesso della condizione della specie umana nella società moderna frammentata in individui internamente svuotati mutuamente collidenti, così lo stato coerente alla base del nuovo paradigma scientifico potrà entrare nelle menti e nei cuori umani, se queste menti e questi cuori entreranno in almeno un embrione di «stato coerente umano» in cui lo sviluppo di ognuno sarà simultaneamente effetto e causa dello sviluppo di tutti. La formazione di una iniziale «repubblica delle lettere», parziale prefigurazione di una futura diversa specie umana, può perciò essere l'auspicabile conseguenza della lettura di questo libro.

Giuliano Boaretto  
Emilio Del Giudice  
Giorgio Galli  
Cesare Medail

*Dai quark ai cristalli*

A mia madre, per avermi donato  
un'infanzia e un'adolescenza felici

#### AVVERTENZA

Giuliano Preparata tornò sul suo testo, scritto nell'estate del 1995, nell'aprile 1997. A quest'ultima data risalgono i box, chiaramente destinati a lettori dotati di preparazione scientifica; la normale persona colta cui è rivolto il libro potrà anche ometterne la lettura, senza che la comprensione del testo sia sminuita.

0.

Perché questo libro?

Era l'estate 1990, mi trovavo in Colombia, ospite del Centro Internacional de Física (CIF) nel campus dell'Universidad Nacional di Bogotá. Mi era stato chiesto di tenere un corso, una decina di lezioni, sulla Quantum Chromo Dynamics (QCD), la teoria universalmente riconosciuta come base della fisica degli adroni, la famiglia di particelle fortemente interagenti cui appartiene ad esempio il nucleo dell'atomo di idrogeno, il protone. Durante le lezioni emerse una notevole corrente di interesse e simpatia fra me e la decina di studenti di dottorato, letteralmente «affamati» di fisica di frontiera, come quella che cercavo di insegnar loro. Il grande coinvolgimento di tutti, che si stabilì sin dall'inizio, mi portò a dare al corso un taglio completamente diverso da quello, molto tecnico, che avevo progettato. Cercai di spiegar loro i problemi da cui era scaturita la QCD, tracciando una storia ideale dei concetti sviluppatasi nei quindici anni che vanno dalla fine degli anni cinquanta alla metà dei settanta, sotto l'impulso di una intensa attività sperimentale specialmente alle macchine acceleratrici dei grandi laboratori di Stanford, Brookhaven e del CERN di Ginevra. Per dare concretezza alla narrazione, vista l'atmosfera che si era creata, trovai naturale seguire un cammino autobiografico, notando con sorpresa quanto lo sviluppo ideale della fisica degli adroni fosse «sincronizzato» con i passi più significativi della mia storia di fisico delle particelle.

Alla fine del corso, che ricordo con gioia ed emozione, uno degli studenti – era l'editore di un foglio universitario dal titolo «El

Tambor de Feynman»<sup>1</sup> – mi si avvicinò timidamente e mi chiese se potevo riassumere la mia storia in un articolo da pubblicare sul giornale. Accolsi con piacere l'invito, e nel giro di qualche giorno il manoscritto di *Understanding the Hadrons: a story of personal struggle* era pronto. «Se lée como una novela» fu il commento della loro insegnante, la cara Alicia de Mesa, che mi fece immensamente piacere, e gettò nell'inconscio il seme che è cresciuto in questo libro.

Giunto a un tornante cruciale della mia vicenda di fisico, l'incoraggiamento implicito nell'osservazione di Alicia mi ha convinto a fare il passo. Con la pubblicazione nel maggio 1995 presso la casa editrice World Scientific di Singapore del mio libro *QED Coherence in Matter*, sugli aspetti teorici del lavoro sulla materia condensata che svolgo dal 1987, ho sentito l'esigenza di «accompagnare» questo testo per addetti ai lavori con un altro in cui venisse raccontata la storia dello sviluppo delle idee che tanta parte hanno avuto nei miei pensieri degli ultimi trent'anni. E l'esperienza del «Tambor de Feynman» ha dettato la forma (idealmente) autobiografica che sta sotto gli occhi del lettore.

Spero che tra me e lui si stabilisca un po' di quella corrente fluita tra me e i giovani di quel magnifico e sfortunato paese. Poiché, deluso ed emarginato da quello che dai banchi dell'università avevo sempre considerato il mio mondo, la comunità scientifica, coltivo la speranza che almeno la scienza, con le sue verità e conquiste, continui a vivere nell'interesse e nelle coscienze di coloro che sanno quanto il progresso culturale e il benessere economico le siano debitori. È a questi liberi cittadini della «repubblica delle lettere», amici e protettori della scienza, vera e giusta, e non agli inquilini delle chiuse ed esclusive accademie, anticamere del potere, che è indirizzato questo libro, testimonianza sincera di una dedizione e di un impegno che durano senza sosta da più di trent'anni.

Milano, 30 agosto 1995

<sup>1</sup> Il titolo della testata deriva dall'immagine che appare nei tre volumi delle famosissime *Feynman Lectures*, in cui Feynman è nell'atto di suonare un tamburo durante il carnevale di Rio.

1.

Farò il fisico

Sono nato a Padova nella primavera del 1942, in piena seconda guerra mondiale. Mio padre Vincenzo nacque agli inizi del secolo a Napoli, crebbe e fu educato, oltre che a Napoli, in varie città del Nord per poi trascorrere la sua giovinezza nella capitale. Mia madre, Stefania Bergomi, è figlia di quella stirpe fiera e cortese che popola la fertile pianura compresa fra il Po e l'Appennino toscano-emiliano: è nata a Reggio Emilia all'alba della prima guerra mondiale. Sono quindi per storia familiare italiano fino al midollo, consapevolezza questa che avrà parte non piccola nel mio destino.

Anche la mia famiglia, come tante famiglie italiane, dovette assaporare la tragedia di una guerra che non si combatteva più soltanto al fronte; la morte di una sorellina e il ferimento dei miei genitori durante una incursione aerea nella campagna attorno a Reggio Emilia, nel settembre 1944, sono ancora vivi nella mia memoria di bambino, come pure la fuga avventurosa dal teatro di una breve ma intensa e feroce guerra civile, quale fu l'Emilia alla fine del conflitto, nell'estate del 1945. Fu così che a poco più di tre anni approdai in uno dei luoghi più ridenti di questo nostro «bel paese», a Grottaferrata, nei Castelli romani, pochi chilometri a sud-est di Roma.

Gli anni dell'infanzia e dell'adolescenza trascorsero sereni, in un'Italia che cercava di uscire dagli orrori e dalle sofferenze della guerra con grande vigore e determinazione. Il livello di vita e di consumi spartano, ricordo, nulla toglieva al nostro magico mondo di bambini pieno di curiosità, di sorprese, di scoperte. Venivo su, il minore di tre fratelli, in un ambiente familiare appagato, pur nelle grandi difficoltà in cui si dibatteva il nostro paese. La scuola di

quegli anni ancora profondamente gentiliana, nel percorso e nel taglio culturale, aveva per me un fascino particolare: la grande tradizione umanistica, lo studio del latino e del greco, i classici, la storia (anche se decisamente «italocentrica») provocavano in me risultanze così profonde da rivelare i chiari segni di una vocazione. Ricordo ancora con emozione l'estate dei miei quattordici anni, trascorsa nella lettura delle commedie di Aristofane, tradotte da quel grande filologo che era Ettore Romagnoli: quello era il mondo che volevo esplorare in una vita di studi, a cui ero ormai irrevocabilmente votato.

Ma i segnali, gli stimoli culturali che ricevevo non erano di un unico segno. Mio fratello Franco, di circa sei anni maggiore, aveva avuto una storia simile alla mia. Abbiamo frequentato lo stesso liceo classico (il Pilo Albertelli di Roma, che col nome di Umberto I aveva avuto fra i suoi alunni Enrico Fermi, un «mostro» di cui ancora si conservavano le pagelle) e ci siamo ambedue fatti onore nel curriculum prevalentemente umanistico del liceo classico gentiliano degli anni cinquanta. Ma nello scegliere la facoltà universitaria, nel 1953, Franco aveva improvvisamente «cambiato musica» e si era iscritto alla Facoltà di Ingegneria. Mano a mano che procedevo nei comuni studi classici la stranezza di questa sua scelta mi appariva sempre più acuta: come si fa a lasciare i carmi di Catullo per l'equilibrio di una trave vincolata in più punti? i dialoghi di Platone per il teorema di Bolzano-Weierstrass? l'*Orlando furioso* per il rendimento di una macchina termica? Queste erano le domande che, con la tipica presunzione che caratterizza la cultura umanistica (almeno nel nostro paese), affollavano senza risposta la mia testa di umanista in erba.

Frequentava quegli anni la nostra casa di Grottaferrata un compagno di studi di Franco, Nicola Cabibbo, che doveva poi diventare famoso per «l'angolo di Cabibbo», una nozione importante nella nostra comprensione delle interazioni fondamentali. Nicola, fisico, e Franco, ingegnere, frequentavano all'Università di Roma gli stessi corsi, perché nell'università di élite degli anni cinquanta il primo biennio di Fisica e di Ingegneria era in comune. Fra i più brillanti del corso, divennero ben presto amici, scambiandosi sogni, esperienze, domande come spesso avviene fra giovani cui si schiude contemporaneamente un mondo nuovo e affascinante.

A me che in calzoncini corti, spesso dietro la porta, li stavo ad ascoltare per ore, quegli strani discorsi di un mondo lontano e sconosciuto avevano forse solo il fascino dell'ignoto, ma stavano a testimoniare di realtà che il mio liceo classico stentava a riconoscere, se non addirittura irrideva attraverso la scomunica crociana della scienza come «pseudoconcetto». Anche se non capivo, se non riuscivo a vedere i contorni di quella lontana galassia cui Franco e Nicola dedicavano tanta parte di se stessi, l'impressione nella mia mente rimaneva profonda: per me non esistevano più soltanto i classici, le idee e le fantasie che nutrivano la scuola umanistica, c'era anche un mondo della ragione e della natura, di cui ignoravo praticamente tutto ma che esercitava su di me un'attrazione straordinaria.

È ancora viva nella mia mente la strana sensazione che ebbi quando, studiando letteratura italiana, mi imbattei in alcune pagine di Galileo Galilei. Erano tratte dal *Dialogo sui massimi sistemi del mondo*, in cui Salviati (Galileo) disputa con Simplicio (il tipico professore d'università del primo Seicento) della natura del mondo di fronte a un gentiluomo veneziano, colto e curioso, il nobile Giovan Francesco Sagredo. Al commentatore della mia antologia premeva mettere in risalto la purezza stilistica e l'efficacia del testo galileiano, ma a me quegli argomenti pieni di vigore, di fatti, di logica con cui Salviati ridicolizzava Simplicio, con il sincero godimento intellettuale di Sagredo, interessavano moltissimo, più dell'armoniosa ed efficace prosa del Galilei. Mi balenò allora per la prima volta l'idea che, dopotutto, la separazione delle due culture – quella umanistica e quella scientifica –, di cui tanto si è dibattuto nel corso di questo secolo, sia soltanto un artificio politico, tenuto in vita da un esercito di azzecagarbugli. Costoro per puri scopi di potere rifiutano il rigore del metodo scientifico, l'unico adatto a comprendere e ad agire sul mondo che ci circonda, cui contrappongono un'estenuante eristica, triste retaggio di sofisti vecchi e nuovi, mediante la quale, riparandosi dietro una pretesa cultura umanistica, ogni turpe operazione di potere diventa possibile. Ovviamente le mie idee di adolescente non erano ancora giunte a simili generalizzazioni, ma l'idea che in Galilei le due culture si saldano, che tanta parte ha avuto nel viaggio che sto descrivendo, nacque in me sui banchi del liceo, verso la fine degli anni cinquanta.

Nel secondo anno, fra i tanti esami del corso di Ingegneria, Franco sostenne quello di Fisica generale. L'esposizione di mio fratello deve essere stata particolarmente brillante se il titolare della cattedra, il professor Mezzetti, gli conferì la lode e lo invitò esplicitamente a lasciare Ingegneria e a seguire, come il suo amico Nicola, il secondo biennio di Fisica. Nelle intenzioni di Mezzetti c'era di sicuro il desiderio di conquistare alla nascente fisica italiana una mente decisamente brillante, mentre in Franco c'erano la voglia e l'ambizione di misurare il suo indubbio talento in un campo il cui obbiettivo è la ricerca di frontiera e non la professione, anche se di altissimo livello. Credo che quello sia stato per mio fratello un grande giorno, l'alba di un mondo nuovo, diverso da quello immaginato fin allora. Purtroppo nostro padre non era della medesima opinione: figlio di un'altra epoca, vedeva il culmine di una «carriera scientifica» nella fattiva opera di un uomo pratico, all'interno della società. Un fisico? Che differenza c'è con un professore di matematica e fisica, la cui unica collocazione sta nella posizione subalterna che la scuola, prevalentemente umanistica, gli affida? La proposta di Mezzetti gli sembrava francamente una trappola: il suo affetto e la sua responsabilità paterna gli imponevano di indurre Franco a cambiare avviso. Incominciò così un'insistente opera di pressione psicologica in cui papà non risparmiò armi, ingaggiando perfino un suo illustre amico, l'ingegner Leonardo Sinisgalli, il poeta-ingegnere famoso oltre che per le sue poesie per la fondazione con Adriano Olivetti di una rivista, «La civiltà delle macchine», che ebbe una parte importante nella vita culturale dell'Italia del primo dopoguerra. La campagna di persuasione fu così intensa che Franco non ebbe altro partito che iscriversi al terzo anno di Ingegneria. L'amicizia con Nicola Cabibbo era rimasta intatta e il confronto fra i contenuti dei diversi corsi deve essere stato per Franco particolarmente doloroso. Ricordo ancora distintamente un'esclamazione rivolta da Franco a mio padre: «Nicola studia le traiettorie degli elettroni in un atomo, e io la statica delle travi!» Era il 1956, entravo al ginnasio.

I cinque anni che mi separavano dall'università furono intensissimi, la mia cultura umanistica maturava con l'aiuto e l'insegnamento di professori di cui serbo un piacevole ricordo e molta gratitudine. Ma accanto alla cultura umanistica cresceva pure il

desiderio inappagato di cultura scientifica, acuito dalle vicende di mio fratello che ho appena raccontato. Tuttavia i miei tentativi di acquisire nozioni scientifiche più profonde naufragarono per mancanza di guida e consiglio, e per il grande fascino che i miei professori di italiano, latino e greco esercitavano sulle mie inclinazioni umanistiche. Fu in seconda liceo, durante una penosa lezione di geometria, seguita da una molto brillante di italiano, che ebbi quasi una folgorazione: farò il fisico!, mi dissi in un empito di commozione. In quel momento confluirono nel mio animo, con l'irruenza di fiumi rimasti a lungo nelle viscere della terra, l'appagamento, direi quasi la sazietà degli studi umanistici, il desiderio insoddisfatto di scienza e la vicenda di Franco: non avevo altra scelta, la mia strada era segnata.

Ho ancora vivo, davanti agli occhi, il volto stupito e deluso del professore di greco, quando nel prendere commiato da lui, dopo la maturità, gli comunicai la mia scelta di iscrivermi a Fisica: «Ma come? e gli studi classici?» mi domandò perplesso. «Beh, penso di averne fatti abbastanza. È di matematica e di fisica che non so nulla!» A questa mia risposta decisa, quasi perentoria, allargò le braccia, mi guardò negli occhi e, tradendo un'emozione che mai aveva mostrato nei tre anni percorsi insieme, mi disse: «Peccato, non avevo mai avuto uno studente come te!» Solo più tardi, insegnante io stesso, dovevo capire la tristezza di vedere un allievo, al quale si contava di affidare il compito di far crescere le cose in cui si crede, prendere un'altra strada.

E mio padre? I tempi erano cambiati, l'ex ministro dell'Università, Giorgio Salvini, compariva spesso in televisione per esortare i giovani a scegliere Fisica come una carriera di sicuro futuro. I nuovi acceleratori di particelle, l'uso pacifico dell'energia nucleare richiedevano per il loro sviluppo moltissimi fisici; anche Fisica prometteva una carriera remunerata e rispettata. Quindi, nessun problema.

2.

## Lo spin dei bosoni

Indimenticabile estate quella del 1960. Roma celebrava i Giochi olimpici, Livio Berruti con la sua vittoria nei 200 metri simbolizzava lo spirito di un'Italia che aveva riacquisito il suo orgoglio dopo le umiliazioni di una guerra persa rovinosamente, pronta al balzo economico che in pochi anni doveva portarla fra le grandi potenze economiche del pianeta. Fu con simile baldanza che nell'autunno del 1960 mi iscrissi al primo anno del corso di laurea in Fisica dell'Università di Roma.

Quanto abissale fosse, tuttavia, la mia ignoranza di matematica e fisica mi fu subito chiaro, nelle prime ore di lezione, quando cominciarono a comparire nozioni come derivate e integrali di funzioni, di cui non avevo la minima idea. Soprattutto mi risultava particolarmente odioso l'atteggiamento dei colleghi provenienti dallo scientifico, che non perdevano occasione per mettere in evidenza la mia ignoranza. Fortunatamente i corsi universitari prevedevano l'esistenza di giovani, come me, padroni di uno strumento logico-culturale ma del tutto sprovvisti di contenuti: i corsi di esercitazione erano dedicati espressamente a fornire tali contenuti, con tecniche di insegnamento moderne ed efficaci, in grado nel giro di un trimestre di colmare il divario fra i cinque anni del classico e gli altrettanti dello scientifico. Caro professor Rosati, quel tuo benevolo viso da «pacioccone» romano, con quanto affetto e gratitudine ancor oggi mi torna in mente! Con leggerezza e senza fatica ci portavi attraverso le sottigliezze della trigonometria, dei sistemi lineari, delle equazioni algebriche, delle funzioni trascendenti. Nulla di magico, solo la logica, sobria e precisa, era necessaria per

dipanare una matassa di certezze matematiche, legittime abitanti del mondo eterno del buon Platone. Per un «ex umanista» come me, tutto ciò aveva un senso profondo, saldamente legato al mondo che mi era così familiare sui banchi del liceo.

Con l'inizio del nuovo anno, il 1961, le smargiassate di «quelli dello scientifico» mi erano diventate del tutto indifferenti, ora ne sapevo quanto loro, ammesso che avessero seguito i corsi con l'impegno, direi quasi il furore con cui mi ero immerso nei miei nuovi studi. Lo studio parallelo di fisica e matematica mi permetteva ormai di farmi un'idea abbastanza chiara della disciplina che avevo scelto. La matematica, cui la natura profondamente logica non toglie tuttavia importanti aspetti genuinamente creativi (direi quasi artistici), sin dall'inizio non monopolizza i miei interessi, né fornisce modelli di «rigore» che tanta paralizzante influenza hanno sui fisici teorici. Pur apprezzandone l'efficacia come insostituibile mezzo linguistico, la matematica per me viene sempre dopo la fisica, nel senso che se un certo modello matematico di un problema fisico comincia a dare risultati assurdi (generalmente infiniti), occorre ricercare in un'accurata analisi del problema fisico i limiti del modello matematico, da cui scaturiscono paradossi o aporie. Non quindi la matematica come guida della fisica, ma la fisica come criterio per la scelta del linguaggio matematico adeguato.

Naturalmente tutto ciò può essere condiviso purché si chiarisca che cosa si deve intendere per fisica. Esiste un modo chiaro e obiettivo per caratterizzare questa disciplina, al di là di mere tautologie classificatorie (che tanto piacevano ad Aristotele e ai suoi epigoni, così numerosi ai nostri giorni)? Anche se i lunghi anni di studio e ricerca mi hanno dato una diversa e più profonda consapevolezza, fu quasi per istinto che, giovane studente del primo anno di Fisica, mi aggrappai a un assoluto primato della realtà, a un realismo forte (come si direbbe oggi), come fondamento e definizione della fisica: conoscenza della realtà della natura. Giurai allora a me stesso che non mi sarei mai fatto invischiare in idealismi alla Berkeley, scetticismi alla Hume: la realtà è l'irriducibile con cui i nostri sogni o incubi debbono fare sempre e comunque i conti, ad essa e ai suoi fatti il fisico si deve sempre inginocchiare, e piegare la sua matematica (i suoi «modelli», voglio dire) fino a che la vasta realtà dei fatti fisici sia in armonia, e possa addirittura crescere, con un

impianto teorico semplice e intelligibile come, ad esempio, la grande intuizione galileiana del principio di inerzia. Dovevo in seguito verificare con una punta di orgoglio quanto questa mia fermezza conoscitiva, direi addirittura testardaggine, fosse del tutto in sintonia con quella che portò Galilei all'infame processo del 1632.

Armato del mio saldo realismo, percorsi tutti d'un fiato i quattro anni in cui si articolava il corso di laurea in Fisica. Mentre meccanica classica, elettromagnetismo, relatività speciale e generale entravano facilmente, senza problemi nella mia visione del mondo, ebbi uno shock profondo quando, all'inizio del terzo anno, giunsi a contatto con la meccanica quantistica. Pensando di essere incapato in un insegnante particolarmente inetto, cercai di supplire alle sue carenze facendo l'autodidatta, studiando tutti i libri e gli articoli che mi capitavano a tiro. Lessi così *I principi della meccanica quantistica* di Dirac, *Meccanica ondulatoria* di Pauli, articoli di Heisenberg, Born, Jordan e tanti altri, acquisendo le basi descrittive di questa grande rivoluzione scientifica, ma trovando assolutamente indigeribile l'apparato concettuale, dominato dalla scuola di Copenaghen e dall'interpretazione di Niels Bohr, il suo fondatore. Tornerò nel capitolo 14 su questi temi, di cui allora non potevo che cogliere il profondo disagio, non possedendo una conoscenza sufficiente dello strumento teorico adatto a superare il «dualismo onda-particella» in cui la meccanica quantistica si dibatte disperatamente da più di mezzo secolo. Ci vorranno infatti molti anni di studio prima che la mia domestichezza con questo strumento, la teoria quantistica dei campi, sia sufficiente a chiarire aspetti cruciali dell'interpretazione della meccanica quantistica. Ma di questo diremo a suo tempo. Ciò che mi preme sottolineare dello «shock quantistico» subito dal mio incrollabile realismo è il rifiuto che ne trassi di occuparmi di argomenti di fisica moderna la cui base teorica sia la meccanica quantistica. Dai miei interessi attivi escludo quindi la fisica atomica e molecolare, la fisica nucleare, la fisica della materia condensata, un cocktail micidiale di fisica classica e quantistica. Resta la fisica dei laser e quella delle particelle; troppo limitata la prima, non rimane che la seconda: ero nel cuore del terzo anno, la scelta della mia vita era ormai compiuta.

Fra le molte cose negative dell'università italiana non c'è sicuramente la tesi di laurea. Questo adempimento, necessario al con-

seguimento del diploma universitario, rappresenta un momento fondamentale del corso di studi, in cui lo studente viene finalmente a contatto con un docente di sua scelta, che lo guida per un periodo di circa un anno in un percorso di ricerca su un tema di particolare interesse e attualità. Nel rapporto continuo fra professore e laureando, finalizzato al raggiungimento di un risultato di valore scientifico, avviene, o almeno dovrebbe avvenire, quel passaggio da una generazione all'altra non solo del sapere ma, cosa più importante, del metodo per ottenere il sapere. È un rapporto simile a quello che esisteva nelle botteghe artigiane del Rinascimento fra maestro e allievo: Verrocchio che insegna al giovane Leonardo come si disegnano le ali dell'arcangelo Gabriele.

Preso la decisione di laurearmi con una tesi di fisica teorica nel campo delle particelle, che in quegli anni (siamo nella primavera del 1963) stava avendo uno sviluppo strepitoso, dovevo trovarmi un relatore. Sarebbe stato bello poter fare la tesi con il vecchio amico di mio fratello Nicola Cabibbo, ma purtroppo da qualche mese Nicola aveva lasciato l'Italia (era nel gruppo teorico dei laboratori di Frascati, allora del CNEN, il Comitato Nazionale dell'Energia Nucleare) e si trovava a Berkeley, dove stava scrivendo l'articolo che lo avrebbe reso famoso, quello sull'«angolo di Cabibbo». Riuscii tuttavia a mettermi in contatto con lui, che mi indicò senza alcuna incertezza il suo amico e collaboratore Raoul Gatto il quale – anche lui del gruppo teorico di Frascati – aveva da poco vinto una cattedra di Fisica teorica a Cagliari, e faceva il pendolare tra Cagliari e Frascati.

Era una limpida giornata del maggio 1963, quando con un pullmino del CNEN dall'Università di Roma salii verso le colline dei Castelli romani, diretto a Frascati, sede dei laboratori dove lavorava il professor Gatto, con cui avevo un appuntamento. Anche se piuttosto giovane – doveva avere poco più di trent'anni – Gatto era considerato uno dei fisici teorici di punta nel mondo. L'incontro avvenne in modo molto informale. Gatto era un ragazzone un po' sovrappeso, con un viso aperto e cordiale, forse un poco timido; mi fu immediatamente molto simpatico. Parlammo a lungo, mi chiese del mio curriculum universitario, per fortuna buono, e dei miei studi: gli comunicai le mie perplessità sulla meccanica quantistica, ricevendone un'impercettibile alzata di spalle, come a dire:

abbiamo altro di cui occuparci. Finito il nostro colloquio, si offrì di riaccompagnarmi a Roma, dove doveva recarsi per la serata. Saranno state le cinque del pomeriggio, Roma si distendeva sotto di noi in una luce che già annunciava il crepuscolo, uno spettacolo maestoso e indimenticabile. Montato in macchina, Raoul Gatto sembrò dimenticarsi di avere al fianco un giovanetto piuttosto ignorante, anche se avido di sapere, e incominciò a parlarmi dei grandi problemi su cui lui e i suoi colleghi si stavano rompendo il capo, nello sforzo eroico di carpire alla natura segreti mai prima svelati. *Φυσις κρυπτεσθαι φιλει*, la natura ama nascondersi, diceva Eraclito, e questi fisici stavano allora combattendo le prime fasi di una guerra per svelare i segreti più profondi della natura, che durerà trent'anni, e da cui emergerà il modello standard, quella grande sintesi teorica che abbraccia tutte le interazioni fondamentali oggi note (esclusa la gravità).

Dal fallimento della rappresentazione di Mandelstam alle nuove speranze accese dal gruppo di simmetria SU(3) scoperto da Gell-Mann e Ne'eman, dalla classificazione delle nuove particelle alle proprietà elettromagnetiche del protone e del neutrone, Gatto mi metteva al corrente delle sconfitte e delle vittorie che avevano punteggiato gli sforzi degli ultimi anni, dipingendone un quadro di grande vivacità e attualità. Naturalmente io capivo poco o niente, ma ero in grado di cogliere l'eccitazione e l'entusiasmo che avvolgevano quegli studi, che presto sarebbero stati i miei! Quando, tramontato il sole, arrivammo all'università e scesi dall'automobile nella dolce serata romana, ero come ebbro: nell'indimenticabile discesa verso Roma ebbi più di un presagio del lungo viaggio che stavo per cominciare, ero felice. Ancora adesso, a oltre trentadue anni da quel giorno radioso della primavera romana, il mio ricordo e la mia gratitudine nei confronti di Gatto sono inalterati.

Rividi Gatto all'università una settimana dopo, mi consegnò una lista di libri e articoli, mi disse di rifarmi vivo quando li avessi letti e digeriti, mi salutò e scomparve, lasciandomi assorto nella lettura o meglio nella contemplazione di quella lunga lista. Erano libri e articoli su una grandezza fisica, in gergo «osservabile», di fondamentale importanza: lo spin. *To spin* in inglese vuol dire ruotare, il latino *volvere*, volteggiare: è il verbo che descrive il movimento che una trottola compie attorno al proprio asse di rotazione. Per

le particelle (che a quel tempo si chiamavano «elementari», ma oggi sono più propriamente definite «subnucleari», più piccole del nucleo atomico) lo spin rappresenta una caratteristica intrinseca, in gergo «numero quantico», che in modo molto traslato misura il grado di rotazione della materia (o del campo, come vedremo in seguito) in esse contenuta. In meccanica classica questa grandezza si chiama momento angolare e dà una misura della forza (la coppia) necessaria a bloccare la rotazione di un corpo – quanto maggiore il momento angolare tanto maggiore la coppia necessaria per fermarlo. In meccanica quantistica il momento angolare non può più assumere valori arbitrari, a seconda del momento di inerzia e della velocità di rotazione, ma, come molte altre grandezze, è «quantizzato», cioè può prendere solo valori discreti, multipli interi di una grandezza minima fondamentale  $h/2\pi = \hbar$ , dove  $h$  è la fondamentale costante di Planck,  $h = 6,63 \cdot 10^{-27}$  erg · sec, un numero ridicolmente piccolo per gli oggetti della vita di ogni giorno, ma del tutto rispettabile per le particelle subnucleari. Ma c'è di più, e questa è la ragione dell'introduzione del nuovo termine spin; in meccanica quantistica oltre che valori interi (in unità di  $\hbar$ ) il momento angolare può assumere anche valori «seminteri», come  $1/2$ ,  $3/2$ ,  $5/2$ , ... In tal modo le particelle subnucleari si dividono naturalmente in due grandi famiglie, quelle a spin intero, i bosoni, e quelle a spin semintero, i fermioni.

È uno dei trionfi della fisica moderna aver compreso e descritto la differenza fra queste due famiglie; i bosoni (come il fotone, il «quanto», la particella del campo elettromagnetico che ha spin uguale a 1) possono occupare in molti un unico stato, condensarsi nello stato di energia minima, come fu previsto nel 1925 dal fisico indiano Bose e da Einstein; i fermioni, invece, obbediscono al principio di esclusione, formulato da Wolfgang Pauli nello stesso periodo, che vieta a due differenti fermioni di occupare lo stesso stato quantistico. Le conseguenze fisiche fondamentali del principio di Pauli furono elucidate da Fermi e da Dirac alla fine degli anni venti; in particolare è il principio di Pauli che permette l'ordinata architettura della tavola di Mendeleev, in cui ciascun elemento gode delle proprietà chimiche che gli attribuisce la sua «cor-teccia elettronica». Gli elettroni sono infatti particelle di spin  $1/2$ , quindi fermioni, che debbono occupare stati (traiettorie) sempre

Box 2.1 *Momento angolare e spin*

In meccanica classica gioca un ruolo molto importante il momento angolare, giacché in un sistema di punti materiali, come gli atomi di un gas, o quelli legati assieme in un solido, che sia isolato, cioè non sottoposto a forze esterne, il momento angolare non varia nel tempo: è, come si dice in gergo, conservato.

Il momento angolare è una quantità che dà una stima, per così dire, della «quantità di rotazione» del nostro insieme di punti. Formalmente il momento angolare  $\vec{L}$  è un vettore dato da (la somma  $\sum$  si estende sui punti materiali e  $\wedge$  indica il «prodotto vettoriale»)

$$\vec{L} = \sum_i \vec{r}_i \wedge m_i \vec{v}_i, \quad [1]$$

dove  $m_i \vec{v}_i$  è la quantità di moto e  $\vec{r}_i$  è la distanza da un punto qualsiasi  $O$ .

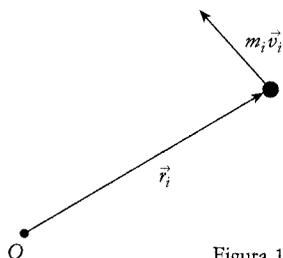


Figura 1

Per un corpo solido che giri attorno a un asse, come una trottola, con velocità angolare  $\omega = 2\pi \frac{\text{giri}}{\text{sec}}$ , il momento angolare ha la direzione dell'asse di rotazione e valore

$$|\vec{L}| = I\omega \quad [2]$$

dove  $I$  è il «momento di inerzia», e misura appunto l'inerzia della trottola ad essere posta in rotazione.

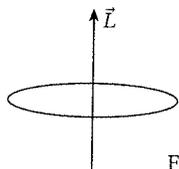


Figura 2

In meccanica classica  $\vec{L}$  può assumere un continuo di valori, al variare con continuità della velocità angolare  $\omega$ ; in meccanica quantistica ciò non è possibile. La «quantizzazione», o discontinuità

quantistica, impone che il momento angolare assuma solo valori che sono multipli interi (incluso lo zero) della costante di Planck  $h$ , divisa per  $2\pi$ , denotata  $\hbar$ . Tutto ciò fu chiarito nei primi anni del Novecento da fisici come Bohr, Sommerfeld e de Broglie; tuttavia, alla metà degli anni venti i fisici olandesi Goudsmit e Uhlenbeck scoprirono che l'elettrone si comporta in qualche modo come una minuscola trottola, ruota (spin, in inglese) e possiede quindi un momento angolare ma - la sorpresa non finisce - il suo valore è «semintero», ovvero eguale a  $\frac{\hbar}{2}$ .

La scoperta del ricchissimo zoo delle particelle subnucleari, iniziata negli anni trenta, mostrò che lo spin è una loro proprietà generale, che in unità di  $\hbar$  assume valori sia interi (0, 1, 2, ...) che seminteri

$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots)$ . Le particelle a spin intero si chiamano bosoni (dal

fisico indiano Satyendranath Bose) mentre quelle a spin semintero si chiamano fermioni (dal nostro Enrico Fermi), e in grandi aggregati si comportano, come vedremo, in modo completamente diverso. Le stranezze quantistiche legate al momento angolare non sono ancora finite. Se in meccanica classica consideriamo la proiezione del vettore  $\vec{L}$  lungo un asse qualsiasi (cfr. fig. 3) il valore (con segno) di questa proiezione varia con continuità a seconda della direzione, da un massimo uguale a  $+|\vec{L}|$  a un minimo uguale a  $-|\vec{L}|$ . In meccanica quantistica ciò non è più vero: se  $L$  (in unità di  $\hbar$ ) è il valore del momento angolare, i valori possibili di questa proiezione sono in numero finito, uguale a  $2L + 1$ :

$$L, L-1, L-2, \dots, -L+1, -L. \quad [3]$$

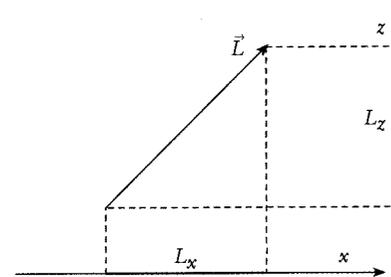


Figura 3

Per l'elettrone quindi esistono solo due stati di spin:  $+\frac{\hbar}{2}$  e  $-\frac{\hbar}{2}$ .

più lontani dal nucleo, mano a mano che il loro numero cresce: dal singolo elettrone dell'idrogeno ai novantadue dell'uranio. Il comportamento dei fermioni è invero strano: infatti se i corpi celesti obbedissero al principio di Pauli la terra non correrebbe alcun pericolo di una collisione disastrosa con un grande meteorite, le due traiettorie non potrebbero mai avere un punto in comune. Senza principio di Pauli gli atomi scomparirebbero, e noi con loro.

Come abbiamo visto, quelli erano gli anni in cui i nuovi acceleratori di particelle, l'AGS di Brookhaven, negli Stati Uniti, e il PS del CERN di Ginevra, incominciavano a sfornare un gran numero di dati sugli eventi successivi alla collisione di due particelle (generalmente fra il nucleo dell'idrogeno, il protone, e una particella dalla vita molto breve, il mesone  $\pi$ , detto anche pione, scoperta nel 1947). Già Fermi poco prima di morire, all'inizio degli anni cinquanta, aveva scoperto che nella collisione di un protone con un pione si formava una nuova particella, chiamata oggi  $\Delta$  (1238) di spin  $3/2$  e massa del 30 per cento maggiore di quella del protone. Una caratteristica peculiare di questa particella, molto simile peraltro al protone, che ha spin  $1/2$  ed è stabile, è la sua brevissima vita,  $10^{-23}$  secondi, un tempo incredibilmente breve, diciassette ordini di grandezza più breve del pur breve microsecondo (un milionesimo di secondo) che è il tempo di vita del pione. Come si potessero rivelare questi eventi fuggevoli e determinarne le caratteristiche principali appartiene a quel capitolo glorioso della fisica subnucleare della seconda metà del Novecento, raccontato più volte negli ultimi anni; per la nostra storia basta ricordare che all'inizio degli anni sessanta una delle frontiere della fisica delle particelle era il riconoscimento e la catalogazione di queste particelle di vita brevissima, dette anche «risonanze», come fase preliminare per la comprensione profonda della natura dell'interazione subnucleare, che a quell'epoca si chiamava, ancora impropriamente, interazione «forte». Forte, per sottolineare la differenza con quella «debole» che, scoperta da Becquerel con la radioattività alla fine dell'Ottocento, dà conto di vite medie che vanno dal microsecondo a migliaia d'anni, infinitamente più lunghe di quelle delle risonanze.

Questa, quindi, era la frontiera su cui Gatto era allora impegnato e che presto sarebbe diventata la mia. Mi gettai con furia nello studio della lista dei testi che mi erano stati consigliati e in

capo a un mese mi sentii abbastanza a mio agio tra rappresentazioni del gruppo delle rotazioni, coefficienti di Clebsch-Gordan, simboli a  $9j$  e  $12j$ , teorema di Wigner-Eckhart e varie altre tecnologie matematiche necessarie a dipanare la matassa dello spin in relazioni piuttosto complicate. Quando fui pronto, andai a trovare Gatto, che mi sembrò sorpreso di vedermi tornare così presto; tuttavia, senza perdere tempo mi mise in mano un lungo lavoro che aveva scritto con un suo assistente dell'Università di Firenze, dove si era da poco trasferito dall'Università di Cagliari, Marco Ademollo. Mi spiegò che uno dei problemi principali della classificazione delle risonanze era quello di determinarne lo spin partendo dalla reazione di produzione (la collisione di due particelle) fino all'analisi delle particelle in cui le risonanze si disintegrano. In particolare l'analisi degli eventi di collisione non può che essere statistica, e delle risonanze non si possono che cogliere proprietà «medie», descritte dalla cosiddetta «matrice densità», introdotta in meccanica quantistica dal matematico Johann von Neumann, l'inventore, fra l'altro, del moderno computer. Per estrarre dalle osservazioni lo spin di determinate risonanze occorreva, quindi, una caratterizzazione della matrice densità abbastanza potente da eliminare tutte le ambiguità dell'analisi statistica, che rendevano impossibile una determinazione univoca dello spin. Inoltre era allora di grande interesse descrivere le caratteristiche generali della matrice densità di bosoni (spin intero) prodotti in una collisione di due particelle. Ademollo e Gatto si erano rotti il capo per circa un anno sul problema, ma senza risultato: questa era la mia tesi di laurea. Rimasi letteralmente senza fiato: ma che cosa si era messo in testa Gatto? Ero solo uno studente del terzo anno, non un suo agguerrito collega! Mi sarei rotto anch'io il capo per un anno, senza cavare un ragno dal buco, e non mi sarei laureato? Il ragazzone, fior fiore della fisica teorica mondiale, doveva avere preso un colpo di sole! Ma il mio orgoglio mi impedì di esternare il grumo di angoscia che mi si era accumulato dentro: presi il lavoro, salutai e raccomandai la mia anima a Dio.

Vissi le due settimane seguenti in una sorta di trance; imparai a memoria il lavoro di Ademollo e Gatto, identificai l'ostacolo che li aveva bloccati, cercai in ogni modo di superarlo, ma senza successo. Diedi fondo a tutte le riserve della mia giovane mente, sup-

plendo all'inesperienza con il vigore mai più raggiunto degli anni verdi, ma apparentemente senza risultato: le paure del primo momento sembravano essere pienamente giustificate. Sennonché, immersomi un giorno nella vasca da bagno, il luogo in cui da sempre raggiunge il massimo della concentrazione, improvvisamente la soluzione mi apparve chiara e semplice: il rango della matrice densità è 1!

Una matrice è una tabella, per lo più quadrata, di numeri; il suo rango caratterizza una particolare relazione delle righe o colonne tra di loro. Prendiamo ad esempio una riga della matrice; gli  $n$  numeri di questa riga (consideriamo per semplicità una matrice quadrata  $n \times n$ , che consiste di  $n^2$  numeri) formano quello che si chiama un vettore a  $n$  componenti. La matrice ha rango 1 se tutti i vettori, ovvero tutte le righe, sono proporzionali fra loro. Ad esempio la matrice  $3 \times 3$ :

$$\begin{vmatrix} 2 & 5 & 1 \\ 4 & 10 & 2 \\ 6 & 15 & 3 \end{vmatrix}$$

ha rango 1, poiché la seconda riga si ottiene dalla prima mediante la moltiplicazione per 2, mentre la terza si ottiene dalla prima moltiplicando per 3, oppure dalla seconda moltiplicando per  $2/3$ . Il rango 2 caratterizza invece quelle matrici in cui ciascun vettore si ottiene come combinazione lineare (somma con coefficienti arbitrari) di due altri vettori o righe. Una tabella arbitraria ha ovviamente rango  $n$ , poiché ciascuna riga non ha in generale alcuna relazione con le altre. Spero che questa breve esemplificazione sia sufficiente per apprezzare quanto particolare sia la struttura di una matrice di rango 1, quanto cioè tale struttura si discosti da un'accozzaglia di numeri a caso. Era quindi una bella fortuna che la matrice densità di una particella di spin  $s$  (una matrice  $(2s + 1) \times (2s + 1)$ ) emergente da una collisione di due particelle risultasse di rango 1; ciò eliminava le ambiguità della distribuzione nello spazio delle particelle prodotte dal decadimento e permetteva di risalire al valore del tanto desiderato spin  $s$ .

Fatti i controlli necessari e ottenuta la dimostrazione del risultato, telefonai a Gatto, che si trovava a Firenze, e gli comunicai che pensavo di aver risolto il problema. Gatto sembrava incredulo

– erano passate soltanto due settimane da quando mi aveva assegnato il problema – e al tempo stesso ardeva dal desiderio di vedere la soluzione. Era un venerdì pomeriggio e, non volendo perdere tempo, mi chiese/ingiunse di prendere il primo treno del giorno dopo per Firenze.

Erano circa le undici di un sabato mattina d'estate, quando sul binario della stazione di Santa Maria Novella rividi il mio maestro, che mi accolse con un largo sorriso. Salimmo in macchina verso la collina di Arcetri, dove si trova l'Istituto di Fisica dell'Università di Firenze. La mia eccitazione era alle stelle; non avevo mai visto un posto così bello, sulle colline che dominano Firenze, con la cupola del Brunelleschi e il campanile di Giotto sotto di noi. Al di là dell'Osservatorio solare, che sovrasta la villa in cui si trova l'Istituto, a qualche centinaio di metri in linea d'aria c'è la casa in cui Galilei, ormai cieco e distrutto nel corpo e nello spirito dal processo del 1632, trascorse gli ultimi anni della sua incredibile vicenda umana.

Giunti a destinazione, Gatto mi condusse nel suo ampio studio, con una vista stupenda sulle colline fiorentine, mi indicò la lavagna e si sedette comodamente alla scrivania. Afferrato il gesso, cominciai a descrivere il problema, i vari tentativi per trovarne una soluzione, e come da una serie di prove apparentemente infruttuose fosse alla fine emersa la soluzione, semplice e convincente. Quando ebbi finito, mi resi conto che erano passate quattro o cinque ore; non ci eravamo neppure accorti di aver saltato il pranzo. Gatto sembrava molto contento, trovava il mio lavoro convincente: «Per me la tesi è fatta – mi disse infine. – Basta raccogliere un po' di bibliografia, completare alcune applicazioni, e scriverla in buon italiano». Ero al settimo cielo, non avevo ancora finito gli esami della sessione estiva del terzo anno e già mi ritrovavo la tesi fatta: non poteva essere vero!

Scendendo da Arcetri verso Santa Maria Novella Gatto incominciò a prospettarmi i passi successivi: occorreva applicare la mia analisi alla determinazione dello spin di una particella appena scoperta, cui era stato dato lo strano nome di mesone Buddha. Dovevamo poi scrivere un lungo lavoro su tutta la metodologia, giacché era assolutamente necessario che questi risultati fossero utilizzati sistematicamente nei laboratori dove si analizzavano le risonanze. Mi trattava ormai come un collega. Mentre il treno attraversava

l'incomparabile campagna toscana, incominciavo ad assaporare la gioia di tanta fortuna: fare il fisico teorico con Gatto.

L'ultimo anno di università volò; nell'autunno del 1963 scrivemmo (Ademollo, Gatto e io) l'articolo sul mesone Buddha (oggi chiamato  $B_1$  (1235)) che apparve prima della fine dell'anno sul prestigioso «Physical Review Letters». Nell'estate del 1964, completati gli esami del quarto anno, scrissi la tesi, che mio padre pazientemente e amorevolmente batté a macchina: quanta fatica fra indici e apici, povero papà! Finché nel novembre 1964, nella sessione di laurea autunnale dell'anno accademico 1963-64, ricevetti il mio diploma di laurea in Fisica, con lode. Titolo della tesi: Test di spin per bosoni.

3.

Quark ad Arcetri

Quando mi trasferii a Firenze, un paio di settimane dopo la laurea, scoprii con piacere che Gatto nell'anno o poco più trascorso a Firenze era riuscito ad aggregare un gruppo teorico di tutto rispetto. Oltre ai fiorentini Ademollo, Chiuderi e Longhi, laureatisi alcuni anni prima, vi trovai colleghi di Roma dell'anno precedente al mio, Guido Altarelli, Franco Buccella e Luciano Maiani, e Gabriele Veneziano che aveva appena cominciato il lavoro di tesi con Gatto. Un bel gruppo, che verrà poi ricordato come i «gattini», in omaggio all'opera dell'unico professore che nell'Italia del dopoguerra sia stato capace di creare una scuola di fisica teorica che ha lasciato il segno.

Passai i primi due mesi continuando a lavorare alla mia tesi; ne trassi due articoli che vennero pubblicati su «Physical Review». A quel punto Gatto decise che era per me venuto il momento di passare da un argomento puramente fenomenologico alla «cosa vera», la teoria delle particelle, il cui zoo stava crescendo a dismisura, con l'accumularsi dei dati raccolti negli esperimenti agli acceleratori di Brookhaven e del CERN.

Con una cinquantina di particelle/risonanze nello zoo, e molte di più in via di cattura, era ancora possibile parlare di particelle elementari, come erano allora chiamate? I fisici teorici si stavano convincendo che le particelle prodotte in grande abbondanza nelle collisioni degli acceleratori non potevano essere elementari, prive di struttura come l'elettrone, della cui elementarità, dopo le grandi scoperte di Dirac a cavallo degli anni trenta, non poteva più dubitare nessuno. Se non elementari, le particelle dovevano quindi essere composte, ma composte di che?

Se studiamo la storia della scomposizione della materia durante gli ultimi cento anni, ci rendiamo conto che qualsiasi oggetto fisico, in successivi passaggi caratterizzati dalla cessione di quantità piccole o grandi di energia, giunge a stati sempre più disaggregati (dal solido al liquido, dal liquido al gas) fino agli atomi e alle molecole che compongono i gas. A questo punto, come mostrò Rutherford a inizio secolo, si scopre che anche gli atomi non sono «elementari» (come avrebbero potuto saperlo Democrito, o il suo geniale discepolo Epicuro?) ma sono «composti» di un nucleo piccolo e pesante, carico positivamente, attorno a cui ruotano a grandi velocità gli elettroni negativi, minuscoli pianetini, le cui orbite, obbedendo al principio di Pauli, non si intersecano mai. Ma anche il nucleo non è elementare, come si scopre bombardandolo ad esempio con fasci di elettroni: se l'energia è abbastanza grande, esso si riduce a un insieme di protoni e neutroni (il neutrone è del tutto simile al protone, stesso spin, stessa massa - quasi - ma, come dice il suo nome, carica nulla). Il problema che ci si poneva, all'alba dell'epoca dei grandi acceleratori, era dunque di che cosa fosse costituito il protone, insieme alla miriade di fratelli e cugini che i fisici stavano alacremente classificando. Fu allora che appresi con stupore che a questa domanda si poteva dare una risposta diversa da quella ovvia e naturale, che imponeva di identificare un nuovo livello della materia, i costituenti elementari (o, forse meglio, più elementari). Questa strategia fino allora aveva avuto pieno successo: dal solido al liquido, dal liquido al gas, dalla molecola all'atomo, dall'atomo al nucleo, dal nucleo ai nucleoni (protoni e neutroni) l'indagine della struttura della materia aveva via via rivelato livelli successivi, ognuno più «elementare» del precedente, fino a giungere alla certezza che il protone e le altre particelle non sono elementari esse stesse, e quindi all'evidenza di un nuovo livello.

Tuttavia molti fisici teorici, con alla testa Geoffrey Chew dell'Università della California a Berkeley, non erano affatto del parere che la «non-elementarità» (mi si perdoni questo termine goffo) delle particelle subnucleari dovesse implicare un nuovo livello. Questa posizione, del tutto nuova nella storia della scienza moderna, si basa su due pilastri, uno filosofico e l'altro teorico. Quello filosofico è fortemente imbevuto di filosofia orientale, come ha spiegato diffusamente Fritjof Capra nel suo popolare *Il Tao della*

*fisica* (uscito in traduzione italiana nel 1982 presso Adelphi), secondo cui i processi fisici avvengono attraverso una infinita ragnatela di interazioni fra gli enti elementari, la cui individualità viene in tal modo dissolta nella totalità del processo. Quindi protoni, neutroni,  $\Delta$ , Buddha ecc., sono particelle allo stesso tempo elementari e composte, a causa della forte interazione che le lega in una serie infinita di scambi di energia e informazione, realizzando quella che i sostenitori di tale teoria definiscono «democrazia nucleare». Il pilastro teorico si basa su una formulazione matematica molto sofisticata delle funzioni che descrivono gli urti fra particelle, che costituiscono quella che in gergo si chiama «matrice-S» (S-matrix, in inglese). Identificando le particelle come le singolarità (punti di infinito o di discontinuità) nella variabile energia di tali funzioni, si riesce a scrivere un sistema di equazioni che legano tutte queste funzioni, e le loro singolarità, e quindi le particelle il cui numero è necessariamente infinito. A questo complesso programma di ricerca lavoravano, alla fine del 1964, la maggioranza dei fisici teorici, galvanizzati dalla figura carismatica di Chew, il fondatore della cosiddetta scuola della West Coast, a cui si contrapporrà, come vedremo, quella della East Coast, con i suoi centri principali di Princeton e Harvard. Fra gli italiani spiccava Tullio Regge, al quale si deve un importante contributo (i poli di Regge) alla matematica del programma che viene scherzosamente denominato del «Bootstrap» in ricordo del barone di Münchhausen e dei suoi tentativi di sollevarsi da terra tirando i lacci degli stivali.

Gatto, per fortuna, non era un seguace di Chew. Il suo istinto sicuro lo aveva indirizzato verso alcuni sviluppi teorici che l'americano Murray Gell-Mann e, indipendentemente, l'israeliano Yuval Ne'eman pubblicarono nel 1960. Il problema risolto dai due scienziati aveva dato filo da torcere alle migliori menti per oltre un decennio, e può essere formulato con la domanda: come estendere l'isospin? L'idea risale a più di un quarto di secolo prima, quando nel 1932, all'indomani della scoperta del neutrone da parte del fisico inglese James Chadwick, Werner Heisenberg congettura che, eccettuata la carica, per quanto riguarda l'interazione che tiene insieme i protoni e i neutroni all'interno dei nuclei atomici (l'interazione forte, di cui ho parlato nel capitolo precedente), neutrone e protone siano praticamente la stessa particella. Come l'elettrone

che esiste in due stati, con il suo spin  $1/2$  che punta in una direzione o nella direzione opposta.<sup>1</sup> Heisenberg, con un colpo di genio tipico di tanta parte della sua opera di fisico teorico, vede quindi protone e neutrone come i due stati di un'unica particella, il nucleone, a cui assegna un nuovo tipo di spin, che chiama «spin isotopico», soggetto a rotazioni che non riguardano lo spazio comune, come lo spin vero e proprio, ma piuttosto uno spazio interno della particella, le cui proiezioni ci appaiono quindi come particelle diverse. Oltre a ridurre il numero di particelle (del protone e neutrone non rimane che il nucleone), lo spin isotopico riduce considerevolmente la complessità dell'interazione fra le particelle. Ad esempio se si vuol descrivere la forza che si esercita in generale fra protoni e neutroni occorre distinguere tre grandezze: la forza protone-protone, quella neutrone-neutrone e infine quella protone-neutrone. Se l'interazione è invariante per rotazioni di spin isotopico (che cambiano un protone in un neutrone, e viceversa), non occorre che una grandezza: la forza nucleone-nucleone. L'idea di Heisenberg, quindi, di cui si cerca l'estensione, è quella di «simmetria», intimamente legata allo spin isotopico.

Come al vettore si possono fare assumere diverse direzioni ruotando il sistema di riferimento spaziale, così al nucleone si possono fare assumere diversi stati di particella ruotando un sistema di riferimento interno, che definisce le coordinate dello spin isotopico. Diventa però cruciale stabilire se in tale rotazione le leggi della fisica rimangano invariate. Se questo avviene, come per le rotazioni spaziali, allora la rotazione di spin isotopico è una simmetria del sistema fisico, da cui discendono importanti vincoli dinamici. Nel linguaggio matematico l'esistenza di simmetrie è legata all'esistenza di insiemi di trasformazioni di sistemi di coordinate, detti «gruppi», che lasciano invariate le leggi dinamiche. Ad esempio, il principio di inerzia galileiano, con cui la scienza moderna venne

<sup>1</sup> Si tenga presente che lo spin, come il momento angolare, è un vettore  $\vec{V}$ , una grandezza provvista di modulo  $|\vec{V}|$  e di verso. Se si proietta un vettore lungo una direzione, il valore che tale proiezione assume è compreso tra  $\pm|\vec{V}|$ . Questo vale per un vettore classico; per un vettore quantistico invece non sono ammessi tutti i valori classici, una infinità continua compresa tra  $-|\vec{V}|$  e  $|\vec{V}|$ , ma solo valori discreti separati da un'unità. Quindi per la proiezione di uno spin  $1/2$  solo i valori  $-1/2$  e  $+1/2$  sono possibili, mentre per uno spin  $1$  i valori ammessi sono  $-1$ ,  $0$ ,  $+1$ . Da ciò discende che, *coeteris paribus*, l'elettrone può esistere in due stati, uno con proiezione  $+1/2$  e l'altro con proiezione  $-1/2$ . (Cfr. box 2.1).

alla luce, si fonda sull'esistenza di un gruppo di simmetria, quello delle trasformazioni tra sistemi di riferimento in moto rettilineo uniforme l'uno rispetto all'altro; questo gruppo contiene ovviamente il gruppo delle rotazioni. Al gruppo dello spin isotopico viene dato il nome SU(2), delle trasformazioni unitarie speciali in due dimensioni; per i nostri fini non è importante conoscere il significato preciso di «trasformazione unitaria speciale»; basta tener presente che essa è la trasformazione più generale di un sistema quantistico che esiste in *due* stati fondamentali, come il nucleone. Si noti infine che SU(2) è pure il gruppo di rotazioni che agisce non solo sui momenti angolari interi, ma anche sugli spin seminteri.

Alla domanda di come si possa estendere l'isospin in modo da razionalizzare le osservazioni raccolte nel decennio o poco più che segue alla scoperta del mesone  $\pi$ , Gell-Mann e Ne'eman danno una risposta semplice, quasi banale: si passi da SU(2) a SU(3)! In tal modo gli stati di un sistema fisico non sono più caratterizzati soltanto dallo spin isotopico ( $I$ ) che può assumere tutti i valori seminteri e interi, ma da strutture matematicamente più complesse, che sono però ben conosciute dopo i lavori definitivi del matematico Hermann Weyl. Mentre secondo SU(2) il protone e il neutrone sono membri di un «doppietto» di spin isotopico ( $I = 1/2$ ) e i mesoni  $\pi$  ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ) esistenti in tre diversi stati di carica formano un «tripletto» di spin isotopico ( $I = 1$ ), secondo SU(3) questi stati debbono appartenere a «multipletti» più numerosi, e quindi essere apparentati con altre particelle, che in gran parte erano state scoperte negli anni cinquanta.

La scoperta di queste particelle, tra cui il pione, risale a un periodo in cui gli acceleratori erano ancora quasi dei giocattoli, e per avere informazioni su questo nuovo mondo i fisici erano costretti a salire in montagna a raccogliere le particelle prodotte nelle collisioni di protoni di altissima energia provenienti dalle profondità del cosmo, i raggi cosmici.<sup>2</sup> Le trappole di cui disponevano questi «cacciatori di particelle» erano pacchi di emulsioni fotografiche, immerse eventualmente in forti campi magnetici, che al pas-

<sup>2</sup> Ad alta quota, infatti, l'atmosfera terrestre «schermo» in misura molto minore i raggi cosmici.

saggio di particelle cariche si impressionano, come le lastre fotografiche sottoposte alla luce. Al successivo sviluppo le emulsioni fotografiche rivelavano un dedalo di traiettorie che testimoniavano il passaggio, il decadimento e le interazioni di queste sconosciute creature dell'universo. Fra i tanti eventi che scorrevano sotto gli occhi dei fisici che esaminavano le emulsioni sviluppate ve n'erano alcuni assai strani, delle tracce a V che emergevano da un punto chiaramente correlato a un altro da cui, come in un fuoco di artificio, partivano i frammenti di un'esplosione. Un'analisi dettagliata mostrava che queste particelle-V (V-particles, in inglese) erano particelle neutre di massa ben determinata che decadevano in due particelle cariche (ad esempio  $p\pi^-$  o  $\pi^+\pi^-$ ), che lasciavano quindi le loro tracce nella fotografia. Queste particelle vennero chiamate «strane», e si trovò che avevano anch'esse fratelli e cugini provvisti di carica, e che era possibile assegnare loro un nuovo «numero quantico», la «stranezza» ( $S$ ), intero positivo o negativo, tale che la stranezza totale di un evento di collisione tra un protone e gli atomi dell'emulsione risultava sempre nulla. Ciò implicava, come si osservava infallibilmente, che le particelle strane venissero prodotte sempre in coppia: accanto a una particella con  $S = +1$  ce ne doveva essere una con  $S = -1$ .

La simmetria di  $SU(3)$ , proposta da Gell-Mann e Ne'eman, era proprio la più semplice estensione dell' $SU(2)$  dello spin isotopico capace di inglobare la stranezza. Come dicevo, la matematica è in grado di classificare e descrivere la struttura dei multipletti di  $SU(3)$ . In particolare, come Gell-Mann e Ne'eman enfatizzano, sembra giocare un ruolo particolare il multipletto di dimensione otto (l'ottetto) che raggruppa naturalmente il protone e i suoi fratelli (l'ottetto dei barioni, dal greco  $\beta\alpha\rho\upsilon\varsigma$ , pesante) e il pione e i suoi fratelli (l'ottetto dei mesoni, dal greco  $\mu\epsilon\sigma\sigma\varsigma$ , intermedio, mediatore).

I membri di ciascuna famiglia hanno tutti lo stesso spin,  $1/2$  i barioni e  $0$  i mesoni, ma la loro massa varia dai  $938 \text{ MeV}^3$  del protone ai  $1315 \text{ MeV}$  dello  $\Xi^0$ , dai  $135 \text{ MeV}$  del  $\pi^0$  ai  $550 \text{ MeV}$

<sup>3</sup> Come ci ha insegnato Einstein, la massa non è che una forma di energia. Nella fisica delle particelle quindi, invece che in grammi, la massa viene espressa nelle unità dell'energia.  $1 \text{ MeV}$ , 1 milione di elettronvolt, è l'energia che acquista un elettrone nell'attraversare una zona di spazio fra i punti estremi della quale vi sia una differenza di potenziale di 1 milione di volt.

dell' $\eta^0$ . Poiché le masse non sono uguali, la simmetria non è perfetta, ma trattandosi di differenze abbastanza leggere la struttura delle famiglie resta riconoscibile. Ciò è in perfetta analogia con il ben noto effetto Zeeman della fisica atomica, dove un campo magnetico esterno, con la sua direzione privilegiata, rompe la simmetria rotazionale della dinamica atomica, e di conseguenza i livelli energetici degli elettroni dell'atomo che, appartenendo a un unico livello di spin  $s$ , in assenza di campo magnetico sono «degeneri» (hanno cioè la stessa energia), assumono  $2s + 1$  valori diversi, uno per ogni membro del multipletto.

La simmetria debolmente violata permette pure di derivare relazioni fra le masse dei diversi membri del multipletto, che, come mostra Gell-Mann, sono perfettamente in accordo con i dati dell'osservazione. Ma c'è di più, la risonanza  $\Delta(1238)$ , di spin  $3/2$ , sembra essere membro di un multipletto di dimensione 10 (il decupletto), di cui però si conoscono solo nove membri. La matematica di  $SU(3)$  è implacabile: deve esistere una stranissima risonanza (la sua stranezza è infatti nientemeno che  $S = -3$ ) che completa il decupletto, cui Gell-Mann dà il nome appropriato di particella  $\Omega$ , la cui massa deve essere molto vicina a  $1670 \text{ MeV}$ . Si aprì la caccia e nell'estate del 1963 Nick Samios e il suo gruppo della camera a bolle<sup>4</sup> all'AGS di Brookhaven fra i loro fotogrammi ne trovarono uno estremamente strano e improbabile: è la scoperta dell' $\Omega^-$ , la cui carica è opposta a quella del protone. Aver trovato quella particella fu un tale colpo di fortuna che Samios e il suo gruppo cercarono di riprodurre l'evento partendo in massa per Las Vegas. Le cronache del fatto sono piuttosto vaghe ma sembra che Nick e i suoi a Las Vegas non siano andati neanche minimamente vicini al successo.

Con la scoperta dell' $\Omega^-$ , della rilevanza di  $SU(3)$  nella dinamica delle particelle non dubita più nessuno, neppure la scuola di Chew che non ha alcuna difficoltà a introdurre questa simmetria nelle

<sup>4</sup> La camera a bolle come efficace mezzo di rivelazione di particelle ha ormai rimpiazzato le emulsioni nucleari. Funziona sul principio che la diminuzione della pressione abbassa il punto di ebollizione di un liquido, creando così una situazione di «surriscaldamento», nella quale la temperatura del liquido è superiore al suo punto di ebollizione. Facendo attraversare la camera da una particella carica, attorno agli ioni si formano bolle di gas, che segnano la traiettoria della particella.

complicate equazioni del «Bootstrap». Ma c'è un forte indizio che la scoperta di Gell-Mann e Ne'eman fornisce a un convinto realista come me: che cosa significa il 3 di SU(3)? Se il 2 di SU(2) vuol dire che tutta la fisica nucleare può costruirsi a partire dal multipletto «fondamentale» di dimensione due, il protone e il neutrone, il 3 di SU(3) non indicherà che tutte le particelle altro non sono che stati composti di particelle «elementari», ancora sconosciute, appartenenti al tripletto «fondamentale» di SU(3)? Non può essere che il nuovo livello di scomposizione della materia sia proprio quello di queste particelle?

Quando all'inizio del 1965 ad Arcetri, studiando SU(3), mi ponevo queste domande tali particelle avevano già un nome: «quark». I quark sono degli stranissimi oggetti con carica e ipercarica ( $Y$ )<sup>5</sup> frazionaria; comprendono un doppietto di spin isotopico il quark  $u$  ( $up$ , su) di carica  $2/3$  (in unità della carica del protone) e il quark  $d$  ( $down$ , giù) di carica  $-1/3$ , e un «singoletto» ( $I=0$ ), il quark  $s$  ( $strange$ , strano), anch'esso di carica  $-1/3$ . Nessuno li ha mai visti, ma le loro caratteristiche, espresse da numeri semplici, noti come «numeri quantici», sono rigidamente fissate dalla struttura di SU(3) e della cosiddetta «rappresentazione fondamentale».

È lo stesso Gell-Mann a battezzare queste particelle quark, da una frase del *Finnegans Wake* di James Joyce: «Three quarks for Muster Mark!», dove quark e 3 suonano indissolubilmente legati. Ma, per quanto ne capisco, Gell-Mann non intendeva prendere i quark molto sul serio: il nome stesso sembra suggerire il suo scetticismo circa la loro reale esistenza. E infatti nel suo lavoro principale su SU(3) (rimasto allo stato di preprint e ripubblicato nel 1960 nel suo libro *The Eightfold Way*) Murray Gell-Mann definisce i quark un puro artificio matematico, utile a trarre conseguenze di rilevanza fisica dall'ipotesi che SU(3) sia una simmetria (debolmente violata) dell'interazione forte. Trovai questa affermazione sorprendente: l'idea che una teoria possa essere essenzialmente distaccata dalla realtà fisica che pretende di descrivere sembrava francamente un nonsenso. Eppure, come dovevo imparare nel pro-

<sup>5</sup> L'ipercarica  $Y$  è legata alla stranezza  $S$  e al cosiddetto «numero barionico»  $N$ , un intero che vale  $+1$  per i barioni,  $0$  per i mesoni, e  $-1$  per gli antibarioni (che appartengono all'antimateria). La relazione è  $Y = S + N$ .

### Box 3.1 I gruppi SU( $n$ )

Poiché il modello standard delle interazioni subnucleari è, come vedremo, fondato su gruppi di simmetria SU( $n$ ) è bene che il lettore tecnicamente più agguerrito ne abbia qualche familiarità.

Ogni gruppo di trasformazioni può essere pensato come un insieme di matrici che trasforma un insieme di vettori (colonne di  $n$  numeri) in se stesso, secondo l'equazione

$$v'_i = \sum_{k=1}^n U_{ik} v_k, \quad [1]$$

in cui  $U_{ik}$  è l'elemento della tabella che si trova all'incrocio tra la riga  $i$  e la colonna  $k$ , ovvero per una matrice  $n \times n$  si può scrivere esplicitamente:

$$\begin{array}{cccccccc} U_{11} & U_{12} & U_{13} & \dots & \dots & \dots & \dots & U_{1n} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} & \dots & \dots & \dots & \dots & U_{2n} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \dots & \dots & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \dots & \dots & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \dots & \dots & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \dots & \dots & \dots & \cdot \\ U_{n1} & U_{n2} & U_{n3} & \dots & \dots & \dots & \dots & U_{nn} \end{array}$$

L'operazione [1] trasforma ciascun vettore a  $n$ -componenti in modo unico. Giacché per avere un gruppo occorre che a ogni matrice  $U$  corrisponda la sua «inversa»  $U^{-1}$ , che trasforma  $v'_i$  di nuovo in  $v_i$ . Inoltre tali matrici debbono essere tali che se  $U$  trasforma  $v_i$  in  $v'_i$  e  $V$  trasforma  $v'_i$  in  $v''_i$ ,  $v''_i$  deve appartenere allo spazio vettoriale di partenza e la trasformazione si denota con il «prodotto»

$$(VU)_{ik} = \sum_{j=1}^n V_{ij} U_{jk}. \quad [2]$$

Se invece si applica prima la trasformazione  $V$  e dopo quella  $U$  si ottiene il prodotto  $(UV)_{ik}$  e in generale

$$(UV)_{ik} \neq (VU)_{ik},$$

cioè il prodotto di due trasformazioni, a differenza di quello di due numeri, è non-commutativo o non-abeliano.

I gruppi SU( $n$ ) ( $n$  è un numero intero  $1, 2, \dots$ ) altro non sono che gruppi di matrici, che agiscono su vettori a  $n$ -componenti rappresentate

non da numeri reali, come gli ordinari vettori dello spazio tridimensionale, ma da numeri *complessi*. Inoltre i loro elementi, ovviamente numeri complessi, sono tali che data una generica matrice  $n \times n$   $U$  del gruppo, l'inversa deve essere data da

$$(U^{-1})_{ik} = U_{ki}^* \quad [3]$$

che si ottiene pertanto con una semplice trasformazione (scambiando cioè le righe con le colonne), ovvero passando alla tabella simmetrica rispetto alla diagonale (ad esempio  $U_{12} \leftrightarrow U_{21}$ , ecc.) e mutando gli elementi nei «complessi coniugati», ovvero cambiando il segno della parte immaginaria.

Una matrice che soddisfa l'equazione [3] si dice «unitaria». Ora  $SU(n)$  sta per gruppo speciale unitario su uno spazio vettoriale a  $n$  dimensioni, e il termine «speciale» indica che le matrici  $U$  di cui è composto, oltre ad essere «unitarie», hanno «determinante» uguale a 1. Il determinante è una particolare quantità legata alla matrice, che non mette conto approfondire, essendo soltanto legata a dettagli tecnici. Nella meccanica quantistica i gruppi  $SU$  sono molto importanti poiché descrivono le trasformazioni che subiscono gli stati di un sistema quantistico quando si faccia un'operazione di simmetria. Ad esempio, abbiamo già visto che gli stati possibili di spin di un elettrone sono due, che formano un doppietto di spin. Se scegliamo un particolare asse sappiamo che ci sono due stati con proiezione  $+\frac{\hbar}{2}$  e  $-\frac{\hbar}{2}$ ,

se ora ruotiamo tale asse questi stati si trasformeranno univocamente in combinazioni degli stessi (come prescrive l'equazione [1]), mediante un'unica matrice di  $SU(2)$ . Il numero intero non-negativo  $n$  è quindi un prezioso indicatore del numero di stati indipendenti cui il sistema nel suo complesso può accedere.

Il fatto che la simmetria di spin isotopico sia  $SU(2)$  è quindi un'indicazione che il sistema per cui si sta postulando questa simmetria, il nucleone, esiste in due stati, il protone e il neutrone. E per quanto riguarda  $SU(3)$ ? Analogamente ci deve essere un sistema, il quark, che esiste in tre stati, in seguito denominati «sapori».

Lo spazio vettoriale di dimensione- $n$  si chiama «rappresentazione fondamentale». Nel caso di  $SU(2)$  dello spin isotopico gli stati si possono rappresentare sull'asse  $I_z$ : la proiezione dello spin lungo un immaginario asse  $z$ .

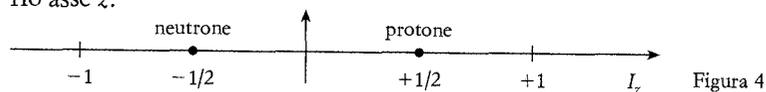


Figura 4

Per  $SU(3)$  dei quark invece questi stati si rappresentano su un piano, i cui assi cartesiani sono  $I_z$  e l'«iper carica»  $Y$ :

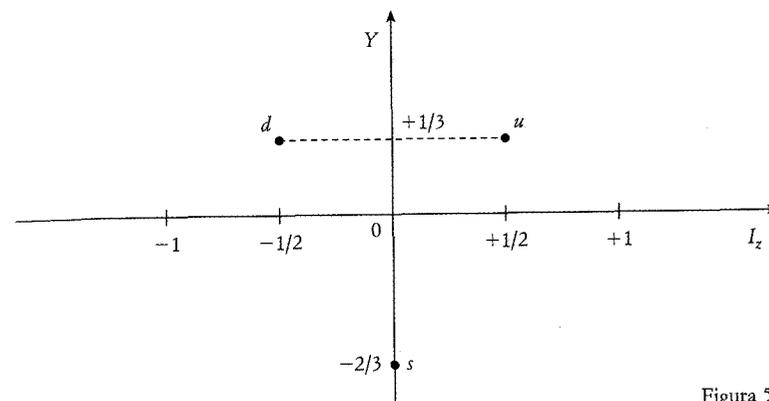


Figura 5

sieguo della mia vita scientifica, è questa una posizione che nel Novecento ha goduto e gode di grande popolarità, e ha avuto campioni come il grande matematico Henri Poincaré, il fondatore del «convenzionalismo». Come argomenta Poincaré in *La Science et l'hypothèse*, la scelta di una teoria piuttosto che un'altra per descrivere la natura, o meglio alcuni suoi aspetti, non è che una «convenzione» fra gli scienziati, dettata da considerazioni di carattere pratico, di esperienza di calcolo: la scienza non ha infatti alcun accesso all'ontologia, alla realtà della natura. Come conciliare questa posizione con quella di Galilei, per cui il libro della natura è scritto (si badi bene, è scritto e non semplicemente rappresentabile) in caratteri matematici? In effetti eminente convenzionalista fu quel temibile nemico di Galilei, il cardinale Roberto Bellarmino, che non giudicava sconveniente l'utilizzo da parte dello scienziato del modello copernicano per calcolare le efemeridi, ma si opponeva strenuamente a che tale modello potesse essere considerato una descrizione della realtà. Val la pena ricordare che fu proprio la censura di queste posizioni di Galilei da parte del cardinale che, quindici anni più tardi, portò il padre della scienza moderna al processo, alla condanna e all'ignobile abiura. L'inesperienza, per mia

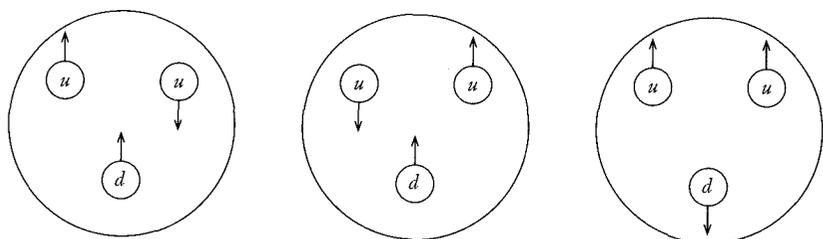


Figura 6  
I tre possibili stati di quark di un protone di spin  $1/2$  (la freccia indica la direzione dello spin dei quark).

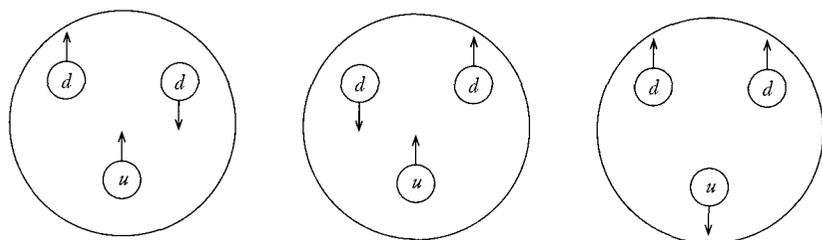


Figura 7  
I tre possibili stati di quark di un neutrone di spin  $1/2$ .

fortuna, non mi permetteva ancora di alzare difese contro un tale attacco alle mie profonde convinzioni di realista; mi rassegnai quindi a seguire la strada comune, tutta concentrata sugli aspetti puramente matematici (di teoria dei gruppi) di  $SU(3)$  e delle sue conseguenze, e sul fatto che i quark altro non erano che una casella di quei diagrammi di Young, così utili per calcolare le proprietà dei multipletti.

Fu quindi con grande sollievo che lessi i lavori in cui l'italiano Giacomo Morpurgo introduceva un modello che considerava i quark come i costituenti delle particelle, esattamente come i nucleoni sono i costituenti dei nuclei. Il modello a quark non-relativistici di Morpurgo<sup>6</sup> mette immediatamente al suo attivo una serie impressionante di successi. Innanzitutto le particelle più leggere:

<sup>6</sup> Morpurgo assumeva (una ipotesi poi rivelatasi troppo estrema) che come i nucleoni dentro il nucleo così i quark dentro le particelle si muovessero con velocità molto minori di quelle della luce (300 000 km/sec) e che quindi gli effetti legati alla relatività einsteiniana fossero trascurabili; di qui il termine «non-relativistico».

l'ottetto dei mesoni ha esattamente la struttura prevista per un sistema quark-antiquark  $(q\bar{q})^7$  nello stato di momento angolare  $L$  più basso ( $L = 0$ ); mentre l'ottetto dei barioni corrisponde a un sistema di tre quark  $(qqq)$  anch'esso in uno stato di momento angolare nullo. Ma c'è di più, disponendo gli spin dei quark in modo diverso si possono ottenere altri stati, mesoni di spin 1 (mesoni vettoriali) per il sistema  $q\bar{q}$  e barioni di spin  $3/2$  per il sistema  $qqq$ . Ambedue queste famiglie di risonanze erano ben note e caratterizzate quando venne sviluppato il modello a quark non-relativistici, nel 1965.

Se poi si cerca di calcolare il momento magnetico dei barioni, si giunge con grande naturalezza alla soluzione di un mistero che risale alla scoperta del neutrone, nel 1932. Secondo la meccanica quantistica una particella carica provvista di spin in un campo magnetico si comporta come un minuscolo ago di bussola, si orienta cioè nella direzione del campo: la forza che il campo esercita sul magnetino è proporzionale oltre che al campo magnetico stesso a una grandezza fisica che si chiama, appunto, momento magnetico. Sperimentalmente i momenti magnetici del protone e del neutrone sono noti da tempo: in unità opportune quello del protone  $\mu_p$  è pari a 2,76, mentre quello del neutrone  $\mu_n$  è uguale a  $-1,91$ , e il rapporto  $\frac{\mu_p}{\mu_n} \cong -3/2$ . Ora mentre per il protone, particella carica, l'esistenza di un momento magnetico è del tutto naturale, per il neutrone, particella neutra, un  $\mu_n$  diverso da zero, e per giunta negativo, sembra una stranezza. Il modello a quark fa finalmente piena luce su questo puzzle: il neutrone risulta neutro perché è la combinazione di tre quark  $udd$ , la somma delle cui cariche ( $2/3, -1/3, -1/3$ ) è uguale a zero; quando però si sommano i momenti magnetici dei tre quark non si ottiene affatto zero ma, in prima approssimazione (moto dei quark lento dentro le particelle), 3 per  $\mu_p$  e  $-2$  per  $\mu_n$ . Un risultato incredibilmente accurato, tenendo conto della relativa rozzezza dell'approssimazione. Altre grandezze come la probabilità di decadimento del neutrone (che con una vita media

<sup>7</sup> L'antiquark è l'antiparticella del quark, così come il positrone lo è dell'elettrone, l'antiprotone del protone. L'esistenza dell'antimateria fu prevista teoricamente da Dirac e fu scoperta verso la metà degli anni trenta: uno dei trionfi della fisica teorica di questo secolo.

di circa mille secondi decade in protone, elettrone e neutrino, il cosiddetto «decadimento  $\beta$ »), le transizioni con emissione di un fotone (radiative) tra i mesoni vettoriali e l'ottetto dei mesoni più leggeri (pseudoscalari, per il loro spin nullo e la loro parità negativa, come diremo fra poco) vengono calcolate in accordo con gli esperimenti: successi questi che rafforzarono grandemente in me la convinzione che i quark non sono le entità fittizie di Gell-Mann, ma sono reali.

Dietro questi notevoli progressi c'è però qualcosa di molto strano. Per il modello a quark l' $\Omega^-$  è una particella «tre volte strana» essendo composta di tre quark  $s$ , che ruotano uno attorno agli altri nello stesso stato quantico. Poiché i quark hanno spin  $1/2$ , e sono perciò dei fermioni, viene violato il principio di Pauli, che vieta a due fermioni di occupare lo stesso stato quantico. Se i quark sono enti fittizi, il problema non sussiste, visto che il principio di Pauli vale soltanto per i fermioni *reali*; ma se essi sono reali il discorso cambia e occorre trovare una proprietà quantistica che differenzi tra loro i tre quark  $s$ . È proprio su questa linea di realismo che nel 1966 il fisico americano Wally Greenberg congetturò che i quark, oltre allo spin, possedessero un'altra proprietà fondamentale chiamata «colore», che può assumere tre valori diversi: rosso, blu e verde, volendo rimanere nella metafora del colore. Il principio di Pauli viene così pienamente soddisfatto, se solo si assume che i tre quark  $s$  dell' $\Omega^-$  siano uno rosso, uno blu e uno verde, cioè uno diverso dall'altro. Vedremo in seguito quale ruolo fondamentale avrà nella comprensione delle particelle subnucleari, che d'ora in poi chiameremo «adroni» (dal greco *αδρος*, forte), il concetto di colore; qui preme sottolineare che la scoperta del colore è scaturita dalla fede che, per ragioni forse a noi ignote, la natura è intelligibile, e prende quindi molto sul serio i limiti e i confini delle nostre strutture logiche. Questa era la profonda convinzione di Galilei. Tale era dunque il panorama concettuale che mi si presentava, quando Gatto mi offrì di collaborare con lui ad alcuni problemi sollevati da SU(3) e dai quark.

Tra i colleghi di Roma ve n'era uno, Luciano Maiani, che aveva avuto una storia un po' diversa dalla nostra. Mentre Altarelli, Buccella e io avevamo tutti fatto la tesi con Gatto, Luciano si era laureato con una tesi di fisica sperimentale presso l'Istituto Superiore

di Sanità (ISS) di Roma. Attratto dalla fisica teorica molto più che dai rivelatori al germanio, con l'appoggio del suo direttore, il professor Mario Ageno, Luciano volse la sua attenzione verso l'istituto italiano dove si faceva la migliore fisica teorica, e cioè quello di Firenze di Gatto, dove si iscrisse alla scuola di perfezionamento. Probabilmente non aveva ben valutato la timidezza di Gatto, il gran numero di giovani attivi e ambiziosi che ruotavano scientificamente attorno a lui, il suo handicap di non aver avuto una formazione da fisico teorico. Sicché, quando arrivai a Firenze, lo trovai in uno stato non molto euforico; aveva appena finito un articolo di rassegna su SU(3) insieme all'amico comune Gianni De Franceschi, dei laboratori di Frascati. Colpito dalla sua intelligenza, mi parve un errore da parte di Gatto non coinvolgerlo in uno dei molti progetti di ricerca in corso. Decisi io stesso di rimediare, sfruttando la grande credibilità e in qualche modo la preminenza (che mantenni per tutto il periodo della mia permanenza a Firenze) che mi ero conquistato agli occhi di Gatto con l'exploit della tesi. Quando Gatto mi propose la nuova linea di ricerca, io quasi gli imposi di aggregare Maiani al gruppo, affermando che avevamo già cominciato a discutere sui possibili modi di affrontare il problema. Gatto non aveva alcuna intenzione di contraddirmi e, da quel giorno di gennaio del 1965, Luciano e io fummo amici e collaboratori inseparabili fino alla mia partenza per gli Stati Uniti, nell'agosto 1967.

I problemi su cui Gatto, Luciano e io ci lanciammo con ritmo frenetico (producevamo qualcosa come venti lavori all'anno!) erano vari, ma avevano tutti a che fare con l'estensione della simmetria SU(3), i primi passi sulla fisica del modello a quark, e la cosiddetta «algebra delle correnti». Dei numerosi studi pubblicati in quei due anni, la maggior parte non portò molto lontano. Fu comunque un'esperienza estremamente positiva, che mi insegnò che il lavoro di ricerca è per lo più destinato al cestino della carta straccia, da cui tuttavia verranno poi distillate, in una continua opera di filtro concettuale, le idee, le intuizioni, le conquiste che rimarranno e apriranno nuove strade.

Ci interessammo di gruppi che estendevano SU(3) alle variabili spaziali (ad esempio lo spin), come SU(6), SU(12), SU(18), ... ma la strada era sbarrata, e non arrivammo da nessuna parte. Meglio andò con il modello a quark: fummo infatti i primi ad analizzare

Box 3.2 *L'algebra delle correnti*

In fisica la corrente è una grandezza legata a qualcosa che fluisce: corrente di un fluido, corrente di energia, corrente elettrica ecc.; è quindi una grandezza «vettoriale», dotata cioè di un verso e di un'intensità (un «modulo») proporzionali alla *velocità* del flusso e alla quantità della grandezza che fluisce. Ad esempio la portata d'acqua di un fiume, metri cubi d'acqua al secondo, si ottiene dal prodotto della corrente d'acqua del fiume (ammesso che sia costante in tutta la sua sezione) per la superficie della sezione del fiume.

La nozione di corrente elettrica, che pervade tutti i fenomeni elettrici, indica il passaggio di cariche elettriche, per lo più elettroni, nei metalli, negli elettroliti, nei gas ecc.; essa è dunque legata al trasporto di un particolare tipo di grandezza fisica: la carica elettrica. Nella fisica delle particelle vi sono svariate grandezze fisiche che fluiscono; oltre la carica elettrica, lo spin ordinario, lo spin isotopico, l'ipercarica, il colore e via dicendo. A ognuna di queste grandezze è associata quindi una *corrente*, appartenente all'insieme delle correnti delle particelle.

Nella teoria quantistica dei campi a ogni grandezza fisica, od osservabile, è associata una matrice (simile alle trasformazioni dei gruppi descritte nel box 3.1) che agisce nello spazio delle configurazioni del particolare sistema fisico: il cosiddetto «spazio di Hilbert». Se dunque consideriamo due di queste correnti, ad esempio  $J_A$  e  $J_B$ , associate al fluire di due grandezze  $A$  e  $B$ , il «commutatore», ovvero la differenza fra i due «prodotti»,

$$[J_A, J_B] = J_A \cdot J_B - J_B \cdot J_A \quad [1]$$

è in generale diverso da 0, giacché, come notato nel box 3.1, il prodotto di due matrici è non-commutativo (non-abeliano). Il fatto notevole è che il commutatore [1] è nella teoria quantistica dei campi ancora una corrente associata a un'altra grandezza  $C$ , cioè si ha

$$[J_A, J_B] \propto J_C \quad [2]$$

(dove  $\propto$  vuol dire proporzionale a). Matematicamente una struttura di questo tipo è un'algebra: l'algebra delle correnti. L'interesse di relazioni del tipo [2] sta nel fatto che pongono degli importanti vincoli sul comportamento dinamico delle particelle e, in un periodo in cui questa dinamica era ancora molto misteriosa, l'algebra delle correnti costituiva uno strumento di grande efficacia per sollevare, almeno un poco, il velo.

correttamente i mesoni appartenenti a stati  $q\bar{q}$  con momento angolare  $L = 1$ , chiarendo come le risonanze di massa più elevata fossero ancora riconducibili a stati previsti dal modello a quark, e scoprendo fra l'altro che il vecchio Buddha apparteneva a questa famiglia (era ormai chiaro che questo mesone aveva spin 1, ma parità opposta a quella dei mesoni vettoriali, era cioè uno «pseudovettore»). Ma il filone in cui ottenemmo i risultati più rilevanti è quello dell'algebra delle correnti, su cui è opportuno soffermarsi, data l'importanza assunta da questi concetti nella prosecuzione del viaggio.

In *The Eightfold Way*, Gell-Mann dimostra che, trattando i suoi quark fittizi alla stregua dei realissimi elettroni di Dirac, mediante campi quantistici (ne parleremo più avanti), è possibile derivare per certe grandezze chiamate «correnti» delle particolari relazioni algebriche, l'algebra delle correnti appunto. Le correnti di cui parla Gell-Mann altro non sono che la generalizzazione della corrente elettromagnetica che, nelle equazioni scritte da Maxwell un secolo prima, appare come sorgente del campo elettromagnetico: è una corrente elettromagnetica quella che si stabilisce in un'antenna che, da Marconi in poi, serve a lanciare nell'etere onde elettromagnetiche utili ai nostri scambi, alla nostra informazione, al nostro intrattenimento e via dicendo. Non che Gell-Mann prenda sul serio i mattoni usati per costruire questo edificio, ma dal momento che l'edificio esiste, ed è riconducibile all'osservazione, sarebbe interessante esaminarne le caratteristiche più importanti. È ciò che facciamo Gatto, Maiani e io, proponendo di soddisfare tali relazioni algebriche mediante gli stati che prevede il modello a quark, i quali vengono utilizzati per descrivere queste correnti, come accade agli elettroni di un'antenna radio. Troviamo alcune soluzioni molto interessanti e suggestive, che saranno il punto di partenza di un programma di ricerca che avrà una notevole popolarità alcuni anni più tardi, verso la fine degli anni sessanta.

Nel fervore di questa attività intensissima c'è poco tempo per riflettere a fondo su quello che stiamo facendo. L'interesse che nel mondo circonda il nostro lavoro è un sicuro anestetico anche per le domande più fondamentali e più dolorose, quali: Ma, in fondo, che cosa significano questa montagna di calcoli, questi confronti con una fenomenologia, quella degli adroni, che sta crescendo a

### Box 3.3 *La teoria quantistica dei campi (TQC)*

La teoria quantistica dei campi (TQC), cardine concettuale del viaggio descritto in questo libro, è la versione della teoria classica dei campi che incorpora la discontinuità quantistica, scoperta da Max Planck alla fine dell'Ottocento proprio nell'ambito della teoria di campo classica per eccellenza, la teoria elettrodinamica che Maxwell aveva completato con le sue celebri equazioni proposte nel 1873. L'impianto concettuale della teoria quantistica dei campi non è difficile da descrivere, anche se i suoi sviluppi sono quanto di più arduo e ostico esista nella fisica teorica odierna. Si parte dunque dalla teoria dei campi classica che consiste in un certo insieme di campi, ovvero grandezze fisiche che sono definite in una certa zona spazio-temporale (un dominio spaziale per un certo intervallo di tempo): sono campi la temperatura e la pressione di una stanza in un certo giorno, come pure i campi elettrico e magnetico che si stabiliscono nella zona di spazio che va dall'antenna di RAI 1 all'antenna del mio televisore, le cui oscillazioni si traducono nelle immagini del telegiornale.

L'evoluzione dei campi  $C_k(\vec{x}, t)$  (dove  $k$  è un indice che li denota e li differenzia), funzioni dello spazio  $\vec{x}$  e del tempo  $t$ , è governata da certe equazioni differenziali, le equazioni di campo, che esprimono relazioni precise fra le loro variazioni fra due punti vicini e fra istanti temporali successivi, controllandone così la «propagazione». Le soluzioni di tali equazioni dipendono quindi da opportune «condizioni iniziali», che descrivono le configurazioni dei campi in una zona spaziale prefissata, a un istante prefissato, così come il moto di un grave dipende dalla posizione e dalla velocità in cui esso si trova all'istante iniziale.

Rimandando al box 4.2 per una descrizione più dettagliata del procedimento di «quantizzazione» di un campo quantistico, si vuole qui sottolineare soltanto l'aspetto più importante che differenzia la teoria quantistica dei campi da quella classica. La discontinuità quantistica, che trova la sua espressione matematica nel famoso «principio di Heisenberg», o di «indeterminazione», così come ha espulso dalla descrizione della realtà fisica la nozione di «traiettoria» di una particella, sostituendola con quella di «stato», in cui le osservabili posizione e velocità sono indeterminate secondo le richieste del principio, allo stesso modo lascia la configurazione di un campo

classico indeterminata, rendendo così impossibile l'imposizione di «condizioni iniziali» nette alle soluzioni delle equazioni di campo. La conseguenza di questa importante differenza è che un sistema di campi quantistici, in qualunque *stato* si trovi inizialmente, raggiungerà *sempre*, dopo un tempo opportuno, lo *stato di minima energia* (in inglese, Ground State), giacché le *fluttuazioni quantistiche*, conseguenza dell'indeterminazione quantistica, faranno *sempre* in modo di allontanare il sistema quantistico da configurazioni di energia non minima, e quindi instabili, verso la configurazione di minima energia, e quindi stabile: il «Ground State» (GS).

Può sembrare paradossale (ma in senso filosofico non lo è affatto) che la fisica indeterministica emersa dalla rivoluzione quantistica dell'inizio del Novecento si riveli nei fatti molto più «determinata» della deterministica fisica classica, che i recenti sviluppi matematici mostrano dominata dal «caos».

dismisura? E questi quark che diamine sono? Siamo in piena caccia al quark: fra i fisici, specie quelli sperimentali, ve ne sono ancora che non hanno abbandonato un sano realismo. Se i quark sono così onnipresenti *dentro* gli adroni – si dicono – basterà concentrare abbastanza energia per rompere gli adroni e raccoglierne *fuori* un bel gruppetto, in modo da studiarne per bene le proprietà. Ma i risultati di questa caccia, dopo qualche notizia di «avvistamento», risultata poi falsa, sono molto deludenti: l'energia degli acceleratori allora disponibile non sembrava sufficiente; si doveva quindi ricorrere ancora a quella sorgente capricciosa e aleatoria di particelle di altissima energia che sono i raggi cosmici.

Intanto io continuo a soffrire per la mancanza di uno strumento concettuale adatto a comprendere i quark: debbo assolutamente calarmi dentro la teoria quantistica dei campi, e capire in che modo gli elettroni di Dirac sono simili ai quark di Gell-Mann. Tutto quello che so mi sembra un'interminabile lista di ricette con cui si possono cucinare pietanze piacevoli, senza tuttavia capire veramente qualcosa. So pure che Gatto non ha alcuna voglia di incamminarsi su questa strada, diciamo così, di fondamenti; è pertanto arrivato il momento – è la fine del 1966 – di prendere commiato dal maestro. È una decisione maturata con dolore, ma con grande determinazione.

Con Gatto si ripeté in qualche modo la scena di commiato avvenuta anni prima col professore di greco del liceo, ma con Gatto la mia strada si sarebbe incrociata molte volte in futuro. Gatto non riteneva fosse venuto il momento di andare a fondo nella teoria dei quark: ne sapevamo ancora troppo poco. Io, pur parzialmente d'accordo con questa sua analisi, sentivo che forse ne avremmo potuto capire di più se fossimo entrati in possesso di un'arma concettuale più affilata, e la teoria quantistica dei campi, di cui conoscevo pochissimo, mi sembrava adatta allo scopo. L'affetto e l'ammirazione che tuttora mi legano a Gatto non mi impedirono di cogliere i limiti che mi spingevano a considerare concluso il periodo di tirocinio nella «bottega» del maestro. Ero pronto a continuare il mio cammino nei mitici USA degli anni sessanta.

4.

## Princeton e dintorni

Con l'anno accademico 1966-67 Nicola Cabibbo venne chiamato alla cattedra di Fisica teorica presso l'Università di Roma. Tornava in Italia dopo un periodo di circa quattro anni, trascorso per lo più nella Divisione teorica del CERN, a Ginevra. Avevo visto Nicola, dopo tanto tempo, nell'estate del 1966 negli Stati Uniti, a una scuola estiva all'Università di Brandeis, nei sobborghi di Boston, dove tenne un corso molto interessante sulle sue recenti scoperte, del quale redassi le note, che vennero di lì a poco pubblicate nei «Rendiconti» della scuola. Le lunghe conversazioni con il vecchio amico di mio fratello a Brandeis, e più tardi a Ginevra, dove passai alcune settimane dell'autunno del 1966 per completare la redazione del corso, mi mostrarono un interlocutore molto attento e aperto alle mie esigenze intellettuali, un fisico teorico esperto e creativo con cui mi sarebbe piaciuto moltissimo lavorare. Evidentemente anche Cabibbo doveva avere di me una buona opinione, e mi offrì di collaborare su un problema che per me aveva un interesse enorme, quello delle correzioni radiative alle interazioni deboli. Luciano Maiani, da me coinvolto, fu felice di essere della partita.

Incominciò così una collaborazione con Nicola che durò circa un anno e che vedeva Luciano e me fare la spola fra Firenze, dove ambedue avevamo un incarico di insegnamento, e Roma, dove facevamo ricerca. Le mie visite a Roma avevano anche un altro scopo: nella primavera del 1966 mi ero fidanzato con colei che avrei sposato l'anno dopo, Irene Pedrini.

Il problema su cui lavoravamo Nicola, Luciano e io, come ho detto, era di grande interesse: attaccava frontalmente uno degli

aspetti di quella relazione fra quark ed elettroni che allora monopolizzava le mie riflessioni. Se lasciamo da parte la gravità (vedremo nel capitolo 14 come la gravità paia finalmente svolgere un ruolo centrale nella fisica delle particelle) le interazioni che coinvolgono le particelle sono di tre tipi: «forti» (con la loro simmetria  $SU(3)$ ), elettromagnetiche (la versione quantistica della teoria completata da Maxwell un secolo prima, la Quantum Electro Dynamics, o elettrodinamica quantistica, QED) e «deboli» (responsabili della radioattività dei nuclei). Soltanto gli adroni, e con essi i quark, interagiscono in tutti e tre i modi, mentre c'è un gruppo di particelle,<sup>1</sup> a cui appartiene l'elettrone, di fermioni di spin 1/2 che interagiscono unicamente in modo elettromagnetico e debole. All'inizio del 1967 solo la QED dei leptoni (e del fotone) ha lo stato di teoria, avendo conseguito negli anni del dopoguerra importanti conferme sperimentali degli sviluppi teorici dovuti a Julian Schwinger, Richard Feynman e Sin-itiro Tomonaga, che per questo nel 1965 vennero insigniti del premio Nobel per la fisica. Le interazioni forti sono in una fase di sviluppo molto turbolento, dominato dalla dialettica fra il «Bootstrap» di Chew e l' $SU(3)$  di Gell-Mann e Ne'e-man, ma nella competizione fra convenzionalismi diversi non c'è in vista alcuna teoria. Per quanto riguarda infine le interazioni deboli – chiamate così per le vite medie che le caratterizzano, enormemente più lunghe di quelle delle risonanze delle interazioni forti – la teoria è un vero disastro: è ancora allo stadio fenomenologico proposto da Fermi nel 1934 (si è invero arricchita nella metà degli anni cinquanta di una grande scoperta, la violazione della «parità», secondo cui un processo debole visto allo specchio non può avvenire in natura [cfr. fig. 8]).

Il problema che dovevamo affrontare era dunque legato alla compatibilità della descrizione di Fermi con la QED, che deve avere un suo ruolo nelle interazioni deboli, visto che le particelle coinvolte (come l'elettrone e il muone,  $\mu$ , scoperto negli anni trenta) posseggono una carica elettrica. Tale ruolo, che produce le cosiddette «correzioni radiative», può risultare letale, cioè condurre a valori assurdi (infiniti) delle correzioni, se la struttura dell'interazione debole non soddisfa una serie di vincoli. Per i leptoni

<sup>1</sup> Sono le tre famiglie «leptoniche» (dal greco  $\lambda\epsilon\pi\tau\omicron\varsigma$ , sottile) ( $e, \nu_e$ ), ( $\mu, \nu_\mu$ ) e ( $\tau, \nu_\tau$ ) (cfr. cap. 6).

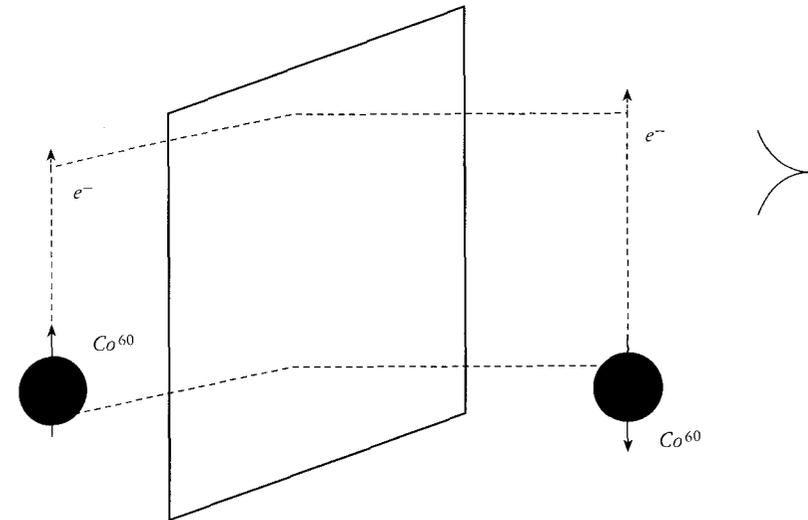


Figura 8

Nel decadimento debole del cobalto 60 (che rappresentiamo come una trottola) viene emesso un elettrone  $e^-$  (il proiettile). La trottola vista allo specchio gira in senso opposto a quello reale. Il verso del proiettile invece rimane invariato. Ambedue le configurazioni (trottola + proiettile) sono però possibili in natura. Invece nella realtà fisica questa simmetria viene a mancare poiché l'elettrone  $e^-$  che viene emesso nella direzione dello spin (direzione dell'asse di rotazione) del nucleo si comporta diversamente da quello emesso nella direzione opposta. Il processo visto allo specchio è dunque diverso da quello reale. La «parità», equivalenza tra destra e sinistra, fra processi naturali e i loro speculari, è quindi violata.

un complesso calcolo, dovuto agli americani S. Berman e A. Sirlin, mostrava che questi vincoli erano soddisfatti, ma per gli adroni non se ne sapeva nulla, fino alla pubblicazione di un lavoro di alcuni fisici dell'Università della California a Los Angeles, che, ricorrendo all'algebra delle correnti di Gell-Mann, nell'autunno del 1966 avevano aperto uno spiraglio in questa direzione. Cogliemmo questa opportunità con grande determinazione, arrivando nel giro di un paio di mesi a conclusioni che ci sembravano molto interessanti: scoprimmo che per i quark di Gell-Mann le interazioni deboli erano decisamente incompatibili con la QED, e che per eliminare tale incompatibilità occorreva dotare i quark di un nuovo numero quantico: il «colore»! Eravamo arrivati a questa nozione cruciale, introdotta qualche mese prima da Wally Greenberg, per una strada completamente diversa, e avevamo chiamato i tre diversi colori

S, U, B, per ricordare che i quark stanno alla base degli adroni. Ci rendemmo in seguito conto che la nostra impostazione del problema era sbagliata, e che le conclusioni che ne avevamo tratto, ancorché logicamente corrette, soffrivano della inadeguatezza del problema che le aveva generate.

Tuttavia quel lavoro ebbe per me un'importanza fondamentale poiché affrontava in modo diretto ed esplicito la relazione fra quark e leptoni nel settore in cui la loro dinamica si sovrappone, quello delle interazioni deboli ed elettromagnetiche. E questo all'interno della teoria quantistica dei campi (TQC), che ormai occupava completamente la mia attenzione. Ero pronto per una nuova fase della mia vita; ero stato chiamato come research associate (ricercatore) dall'Università di Princeton, e avevo accettato la carica con gioia ed eccitazione: il 1° settembre 1967 sarei entrato nello staff di una delle maggiori istituzioni universitarie del mondo.

Sposatomi con Irene nel luglio di quell'anno, approdai negli Stati Uniti a metà agosto. Prima di prendere servizio all'Università di Princeton, mi recai a Rochester (nello stato di New York), dove Bob Marshak, uno dei fondatori della moderna teoria delle interazioni deboli, aveva organizzato una conferenza, cui ero stato invitato a presentare il lavoro appena completato con Cabibbo e Maiani. Vissi la settimana di Rochester in uno stato di ipereccitazione: non solo era la mia prima «uscita» in una grande conferenza internazionale, per cui, ahimè, disponevo di un mezzo linguistico (l'inglese) men che modesto, ma era la prima volta che incontravo su un terreno scientifico il fior fiore della fisica teorica. Vi partecipavano infatti premi Nobel come Julian Schwinger, Richard Feynman e Chen Ning Yang, «golden boys» come Steve Adler, Shelly Glashow e Bill Weisberger, decine di fisici dei quali conoscevo molto bene i lavori, che avevo letto avidamente, con cui ora potevo finalmente discutere di fisica. L'accoglienza che ricevetti andò oltre le mie più rosee aspettative; in particolare ricordo l'apprezzamento positivo di Richard Feynman, che era sempre stato per me una sorta di eroe, e il grande interesse che Abraham Pais, direttore del Dipartimento di Fisica della Rockefeller University di New York, mostrò per i possibili sviluppi del nostro lavoro. Sicché, quando arrivai finalmente a Princeton, vi giunsi con un ottimo nome e con un preciso programma: studiare sistematicamente la TQC e colla-

borare con Bill Weisberger, che da poco più di un anno era approdato all'Università di Princeton come assistant professor.

L'anno accademico 1967-68 fu per la fisica teorica di Princeton un anno decisamente speciale: si trovavano contemporaneamente all'Institute for Advanced Studies (l'istituzione in cui Einstein trascorse gli ultimi decenni della sua vita) in sabbatico Murray Gell-Mann, Francis Low e Norman Kroll; il primo è una nostra vecchia conoscenza, gli altri due sono tra i fondatori della moderna TQC, cui hanno dato contributi fondamentali. Insieme a Sam Treiman, «Murph» (Marvin) Goldberger (direttore del Dipartimento di Fisica) e Bill Weisberger dell'Università, e ai più giovani Steve Adler e Roger Dashen dell'Institute costituivano un'impressionante concentrazione di fisici teorici delle particelle, che incutevano in noi giovani ricercatori una sorta di sacro timore e allo stesso tempo una grande eccitazione.

Il primo passo nel mio programma lo feci nella libreria dell'Università comprando una copia del libro di James D. Bjorken e Sidney D. Drell, pubblicato due anni prima dalla McGraw-Hill. Il Bjorken-Drell è il manuale di TQC su cui si formarono tutti i teorici della mia generazione; è, ne sono convinto, il libro di gran lunga migliore che sia stato scritto su questo soggetto sino ai nostri giorni; esso stabilisce vari importanti standard e, soprattutto, è assolutamente privo di ideologie, mostra lo stato di avanzamento di questa fondamentale teoria attraverso esempi sobri e un gran numero di calcoli dettagliati, da cui apprendo una volta per tutte la tecnologia di base.

È arrivato il momento ch'io cerchi di spiegare che cos'è un campo quantistico, e perché l'apparato concettuale su cui poggia mi attrae tanto. Innanzitutto, il campo classico: è una grandezza fisica definita con continuità in un dominio dello spazio, come la temperatura di una stanza, la pressione di un volume di gas, o il campo elettromagnetico di una regione di spazio. Matematicamente un campo viene descritto da una funzione  $\varphi(\vec{x}, t)$  (dove  $\vec{x}$  rappresenta l'insieme delle tre coordinate cartesiane di un punto dello spazio, mentre  $t$  indica il tempo) o da più funzioni come le tre del campo elettrico  $\vec{E}(\vec{x}, t)$  e del campo magnetico  $\vec{B}(\vec{x}, t)$ , ambedue vettori spaziali. Queste funzioni danno una descrizione della grandezza fisica in questione in ogni punto  $\vec{x}$  del «campo» spaziale sotto osservazione, all'istante (variabile)  $t$ . Sin dal XVIII secolo, per opera di grandi matematici quali Bernoulli, Eulero, d'Alembert, Lagrange e

altri, le leggi del moto, dell'evoluzione dinamica di alcuni campi classici (come gli spostamenti di una corda dalla posizione di equilibrio o la velocità di un fluido) ebbero una descrizione matematica dettagliata, che rivelò l'esistenza molto generale di soluzioni ondulatorie. Si scoprì, cioè, che una perturbazione della grandezza fisica in questione (una martellata su una piastra metallica, il sasso gettato in uno stagno ecc.) provoca l'eccitazione di un insieme di onde che si propagano con una velocità che, in genere, dipende dalla loro frequenza. Un'onda è un fenomeno del tutto familiare. Consideriamo ad esempio una corda: quando questa è in quiete il suo stato geometricamente è ben descritto da una retta con coordinata  $x$ . Se ora la sottoponiamo a una perturbazione, la corda comincia a oscillare nello spazio e nel tempo. Se definiamo lo scarto  $z(x, t)$ , positivo o negativo, della corda rispetto allo stato di quiete, nel punto  $x$  all'istante  $t$ , il campo  $z(x, t)$  fornisce una descrizione completa dello stato della corda, e un'onda altro non è che una particolare correlazione fra i valori di  $z$  sulla retta  $x$  al tempo  $t$ . Matematicamente questa si esprime come ( $\varphi$  è una «fase» arbitraria)

$$z(x, t) = A \cos \left[ 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - vt \right) + \varphi \right],$$

dove  $A$ , l'ampiezza, rappresenta il massimo valore (assoluto) dello scarto dall'equilibrio,  $\lambda$  la lunghezza d'onda e  $v$  la frequenza. È facile riconoscere in questa semplice rappresentazione matematica le caratteristiche familiari di un'onda. La periodicità della funzione trigonometrica coseno implica infatti che a un tempo fissato  $t$  gli scarti in punti distanti multipli interi della lunghezza d'onda  $\lambda$  sono esattamente uguali: le creste e i ventri successivi dell'onda distano di eguali spazi, pari alla lunghezza d'onda. Inoltre se ci concentriamo su un particolare punto  $x$ , lo scarto oscilla periodicamente tra un massimo e un minimo, tornando nella stessa posizione alla fine di ogni periodo  $T = 1/v$ , in un moto dagli infiniti ritorni. Infine, se vogliamo seguire la propagazione nello spazio della cresta di un'onda, basta fissare la traiettoria di un massimo (+ $A$ ) dello scarto, ovvero il luogo dove  $2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - vt \right) + \varphi = 0$ , che si può riscrivere

$$x = -\frac{\varphi\lambda}{2\pi} + v\lambda t.$$

#### Box 4.1 La cinematica di un campo

Un campo classico – l'abbiamo visto nel box 3.3 – è una funzione (o un insieme di funzioni nel caso di campi di natura vettoriale come quello elettrico) reale delle variabili dello spazio  $\vec{x}$  e del tempo  $t$ :

$$C_k = C_k(\vec{x}, t) \quad [1]$$

che denota, nel punto di coordinate spaziali, cartesiane  $\vec{x}$  e al tempo  $t$ , il valore assunto dalla grandezza fisica  $C_k$  (temperatura, pressione, campo elettrico ecc.). L'insieme dei valori  $C_k(\vec{x}, t^*)$  assunti dai campi  $C_k$  all'istante fissato  $t^*$  in un dominio spaziale prefissato si chiama «configurazione iniziale» dell'insieme dei campi. Il più semplice campo classico, da cui iniziò la moderna analisi di questi sistemi fisici per opera del fisico matematico d'Alembert, è quello degli spostamenti trasversali di una corda elastica, quale una corda di violino. Se rappresentiamo lo spostamento della corda dalla sua posizione di equilibrio  $z = 0$ , con i valori positivi o negativi della coordinata  $z$ , proiezione della corda sull'asse cartesiano  $z$ , la sua configurazione all'istante generico  $t$  sarà dunque data da una funzione reale  $z(\vec{x}, t)$ . La più semplice configurazione della corda è un'«onda sinusoidale», per la quale  $z(\vec{x}, t)$  assume la forma

$$z(\vec{x}, t) = A \cos \left[ 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - vt \right) + \varphi \right] \quad [2]$$

dove  $\varphi$  – un numero reale compreso tra 0 e  $2\pi$  (la funzione coseno ha infatti periodo  $2\pi$ : aggiungendo all'argomento il numero  $2\pi$ , o un suo multiplo intero, essa non varia) – denota la «fase». La funzione

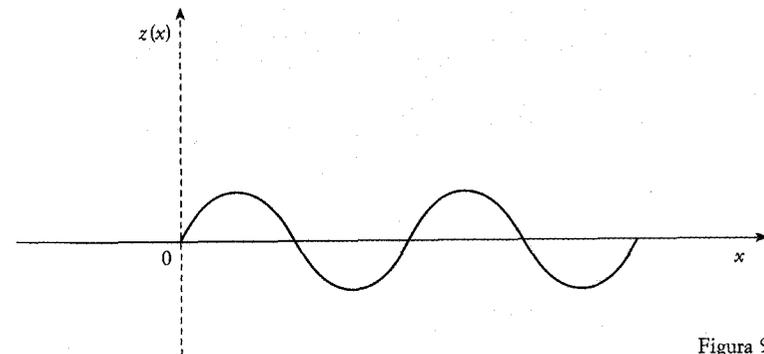


Figura 9

di campo dell'equazione [2] descrive un'onda sinusoidale di «lunghezza d'onda»  $\lambda$ , di «frequenza»  $\nu$  e di velocità

$$c = \nu\lambda. \quad [3]$$

Infatti una volta fissato il valore di  $t$ , la configurazione dell'onda si ripete, ovvero torna la stessa dopo un intervallo spaziale di lunghezza  $\lambda$ , come si può vedere dalla [2] sostituendo a  $x$  il valore  $x + \lambda$ , aumentando così l'argomento del coseno di  $2\pi$ . Fissando ora  $x$ , ponendo ad esempio  $x = 0$ , l'onda [2] ritorna alla posizione che aveva all'istante  $t = 0$  dopo un tempo  $\frac{1}{\nu}$  (o suoi multipli interi), che rappresenta il periodo di tempo che occorre attendere perché il fenomeno ondulatorio si ripeta. Infine, scegliendo un punto variabile nel tempo  $x(t)$  per cui  $x(0)$  è un numero arbitrario

$$x(t) = \nu\lambda t + x(0) \quad [4]$$

e sostituendo tale valore di  $x$  nella [2], imponiamo che il valore del campo  $z(x(t), t)$  non varia nel tempo. In particolare se  $x(0) + \varphi$  è eguale a  $2\pi$  o a un suo multiplo  $z(x(t), t) = A$  (dove  $A$  è l'«ampiezza» dell'onda sinusoidale e rappresenta l'ampiezza massima dell'oscillazione dell'onda), la «traiettoria» espressa dall'equazione [4] è quella dell'ampiezza massima  $A$  e  $\lambda\nu$  è proprio la velocità  $c$  con cui «si propaga» l'onda.

Una delle caratteristiche più importanti delle onde del campo  $z(x, t)$  è la loro *sovrapponibilità*, ovvero la somma di espressioni del tipo [2] è ancora una soluzione delle equazioni dinamiche del campo  $z(x, t)$ . Vediamo ora che cosa si ottiene sommando due onde del tipo [2] che si muovono in senso contrario (per semplicità poniamo la fase  $\varphi = 0$ ). Avremo dunque:

$$\begin{aligned} z(x, t) &= A \left\{ \cos \left[ 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - \nu t \right) \right] + \cos \left[ 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} + \nu t \right) \right] \right\} = \\ &= 2A \cos \left( 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \cos(\nu t), \end{aligned} \quad [5]$$

avendo usato la formula elementare di trigonometria

$$\cos(\alpha + \beta) = \cos(\alpha) \cos(\beta) - \sin(\alpha) \sin(\beta).$$

L'onda risultante (equazione [5]) è un'«onda stazionaria», che non si propaga, ma oscilla come una corda di violino attorno alla configurazione  $2A \cos \left( 2\pi \frac{x}{\lambda} \right)$  con frequenza  $\nu$ .

Dalla [5] è facile vedere come emergono le frequenze discrete di vibrazione, le «armoniche». Infatti fissando gli estremi di una corda di lunghezza  $L$  nei punti  $x = 0$  e  $x = L$ , si deve evidentemente avere:

$$z(0, t) = z(L, t) = 0, \quad [6]$$

che implica (abbiamo reintrodotto in [5] la fase  $\varphi$ ):

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \quad \text{e} \quad \frac{L}{\lambda} = n, \quad [7]$$

cioè le lunghezze d'onda permesse dalla corda di lunghezza  $L$  sono

$$\lambda_n = \frac{L}{n} \quad [8]$$

e dalla equazione [3], che lega la frequenza alla lunghezza d'onda mediante la velocità dell'onda (che dipende dalla natura e dalla composizione della corda) si ottiene per le frequenze della corda

$$\nu_n = \frac{c}{L} n. \quad [9]$$

Le frequenze di una corda fissata ai suoi estremi sono multipli di una frequenza *fondamentale*  $\frac{c}{L}$  (che si ottiene per  $n = 1$ ), l'«armonica fondamentale», che decresce al crescere della lunghezza  $L$  della corda, come è noto ai musicisti.

Fu una scoperta fondamentale di Jean-Baptiste-Joseph Fourier che una «perturbazione» del campo  $z(x, t)$ , periodica di periodo  $L$  (che si ripete alla distanza  $L$ ) si può scrivere (se fissiamo il tempo  $t = 0$ )

$$z(x, 0) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos \left( 2\pi \frac{x}{L} \right), \quad [10]$$

sovrapponendo cioè tutte le armoniche di una corda vibrante di lunghezza  $L$ . Ciascuna di queste armoniche si denota con il termine «modo» del campo, e il campo diventa dunque la somma dei suoi «modi», caratterizzati nel caso periodico dal numero intero  $n$ .

Ma l'analisi di Fourier è molto più generale, e si estende a configurazioni qualsiasi, anche non periodiche. In tal caso  $L$  e  $n$  perdono senso e la più generale funzione  $z(x, 0)$  che sia pari (per cui  $z(x, 0) = z(-x, 0)$ ) può essere scritta:

$$z(x, 0) = \int d\lambda A(\lambda) \cos \left( 2\pi \frac{x}{\lambda} \right), \quad [11]$$

dove la somma non riguarda più le lunghezze d'onda discrete  $\lambda_n = \frac{L}{n}$ , ma lunghezze d'onda appartenenti a un intervallo continuo, e viene indicata dal simbolo di integrale, introdotto nell'analisi da Leibniz. Tutto ciò si applica a un campo unidimensionale per cui il dominio spaziale di definizione è, come per la corda, la retta reale. La generalizzazione al caso di un campo tridimensionale, il cui dominio spaziale di definizione è l'ordinario spazio tridimensionale, non pone alcun problema. All'argomento del coseno della [11] si sostituisce semplicemente il «prodotto scalare»  $\vec{k} \cdot \vec{x}$ :

$$2\pi \frac{x}{\lambda} \rightarrow \vec{k} \cdot \vec{x} = k_x x + k_y y + k_z z \quad [12]$$

della coordinata spaziale  $\vec{x}(x, y, z)$  e dei «vettori d'onda»  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$  legati alla lunghezza d'onda dalla relazione:

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad [13]$$

e alla «pulsazione»  $\omega = 2\pi\nu$  ( $\nu$  essendo la frequenza) da

$$\omega = \omega(\vec{k}), \quad [14]$$

che nel caso di velocità di propagazione costante  $c$  diventa

$$\omega = c|\vec{k}|. \quad [15]$$

Pertanto la più generale configurazione del campo  $z(\vec{x}, 0)$  si può scrivere

$$z(\vec{x}, 0) = \sum_{\vec{k}} A_{\vec{k}} \cos(\vec{k} \cdot \vec{x}), \quad [16]$$

dove la somma può essere discreta o continua a seconda dei casi.

Questa semplice equazione mostra che l'onda si propaga con la velocità costante

$$c = \nu\lambda,$$

importante e ben nota relazione che lega frequenza e lunghezza d'onda alla velocità di propagazione  $c$ .

Per una perturbazione generica le cose non sono così semplici, ma il grande fisico-matematico francese Jean-Baptiste-Joseph Fourier, nei primi decenni dell'Ottocento, fa una scoperta fonamen-

tale: se la forma della perturbazione nello spazio si ripete dopo un intervallo  $L$ , questa si può rappresentare come una somma (sovrapposizione) di onde elementari le cui lunghezze d'onda sono  $\lambda_n = L/n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ). Da questa scoperta discende la teoria delle armoniche di una corda vibrante, che tanto avevano affascinato Pitagora:  $n = 1$  corrisponde all'armonica fondamentale, gli altri interi descrivono invece le ben note armoniche superiori, la cui frequenza è multipla della frequenza fondamentale  $\nu = c/L$ . L'analisi di Fourier è però più generale; anche se non si ripete nello spazio, è cioè una funzione generica, la perturbazione può essere rappresentata come una somma continua (matematicamente un integrale) di onde elementari di lunghezza d'onda arbitraria. In tal modo un qualsiasi campo classico può essere pensato come la somma dei suoi «modi», le onde elementari che abbiamo fin qui discusso, e la sua evoluzione temporale come l'evoluzione delle ampiezze  $A(t)$ , la cui sovrapposizione rappresenta la configurazione del campo all'istante  $t$ .

Questo per quanto riguarda la «cinematica», cioè la descrizione matematica del fenomeno fisico rappresentato dal campo. La «dinamica», ovvero le leggi dell'evoluzione del campo, è problema ben più complicato, la cui soluzione è in generale di enorme difficoltà anche se i moderni calcolatori l'hanno resa meno drammaticamente ardua. Tuttavia il cosiddetto «regime perturbativo» può essere affrontato senza troppi problemi; vediamo in cosa consiste.

Anche per i campi, come per le particelle materiali, l'energia (o meglio la densità di energia) può decomporre in energia cinetica ed energia potenziale: l'energia cinetica è legata alla propagazione delle onde, mentre quella potenziale dipende dalla particolare posizione in cui si osserva il campo (o i campi). In genere la dipendenza dell'energia potenziale dai campi è molto complicata, coinvolgendo funzioni altamente «non-lineari» (molto diverse dalle funzioni quadratiche che descrivono l'energia cinetica). Orbene, il regime perturbativo è quello in cui la parte «lineare» (la funzione quadratica) dell'energia potenziale è di gran lunga dominante su quella «non-lineare», che gioca pertanto il ruolo di una perturbazione. In questo regime la soluzione del problema è data in due stadi: nel primo si risolve la teoria «libera», quella in cui il termine non-lineare, perturbativo viene trascurato; nel secondo si «accende la perturbazione», si calcolano cioè le piccole derivazioni dalla teoria

libera indotte dall'applicazione successiva del termine trascurato, generando così una serie di effetti di ordine crescente nel termine perturbativo, e quindi decrescente quanto a intensità e importanza. La soluzione della teoria libera, come dicevo, è molto semplice: stabilisce una relazione ben definita fra le lunghezze d'onda e le frequenze (o meglio, ritornando a un campo definito nello spazio tridimensionale, i «numeri d'onda»  $\vec{k}$  ( $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ ) e la pulsazione  $\omega = 2\pi\nu$ ) dei modi in cui, secondo la lezione di Fourier, si decompone qualsiasi configurazione del campo:

$$\omega = \omega(\vec{k}).$$

Nel caso di velocità di propagazione costante,  $c$ , questa relazione, come abbiamo visto, diventa:

$$\omega = c|\vec{k}|,$$

e vale per le onde sonore come per quelle elettromagnetiche.

Nella teoria libera i vari modi hanno una evoluzione dinamica completamente indipendente, sono liberi gli uni dagli altri, e per il campo classico  $\varphi(\vec{x}, t)$  l'evoluzione è data da

$$\varphi(\vec{x}, t) = \sum_{\vec{k}} A_{\vec{k}} \cos(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega(\vec{k})t)$$

(dove  $\vec{k} \cdot \vec{x} = k_x x + k_y y + k_z z$  è il prodotto scalare dei due vettori  $\vec{k}$  e  $\vec{x}$ ), le ampiezze  $A_{\vec{k}}$  essendo determinate dalla configurazione iniziale

$$\varphi(\vec{x}, 0) = \sum_{\vec{k}} A_{\vec{k}} \cos(\vec{k} \cdot \vec{x}),$$

secondo l'insegnamento di Fourier. Una delle conseguenze della teoria libera è che nel caso di velocità di propagazione costante il profilo iniziale  $\varphi(\vec{x}, 0)$  trasla nello spazio indeformato, alla velocità di propagazione; quando invece la velocità di propagazione dipende da  $|\vec{k}|$  l'onda si «disperde», e a  $\omega = \omega(\vec{k})$  si dà appropriatamente il nome di «relazione di dispersione». «Accendendo» ora la perturbazione (descritta dal termine non-lineare fin qui trascurato) avvengono due fenomeni fondamentali:

1) la relazione di dispersione  $\omega = \omega(\vec{k})$  viene opportunamente (debolmente) modificata;

2) le ampiezze  $A_{\vec{k}}(t)$  diventano (debolmente) dipendenti dal tempo.

Il primo fenomeno dipende dal fatto che con il termine non-lineare i modi del campo non sono più indipendenti ma, interagendo gli uni con gli altri, le loro frequenze cambiano, ora aumentando ora diminuendo, mantenendosi comunque vicine alle frequenze libere. Il secondo fenomeno è invece legato al fatto che il profilo iniziale del campo varia con il passare del tempo anche nel caso in cui, come per il campo elettromagnetico, la velocità di propagazione è costante. Fenomeni di questo tipo si chiamano di diffusione (in inglese, scattering).

Come dicevo, la teoria perturbativa fornisce una soluzione delle equazioni fondamentali dei campi nella forma di una serie in cui il termine perturbativo viene iterato un numero crescente di volte. È evidente che questa serie «convergerà» a una soluzione approssimata delle equazioni solo se il termine è «piccolo»; se ciò non avviene questa strategia fallirà miseramente. Vedremo in seguito che anche in presenza di un termine «piccolo» può accadere che la strategia perturbativa produca risultati privi di senso; è ciò che capita alla teoria dei quark!

Questo dunque, impressionisticamente, è quello che si sa sui campi classici; tratterò ora quello che si sa sui campi quantistici quando, nell'inverno del 1967, mi immersi nello studio del Bjorken-Drell. La «quantizzazione» di un campo «scalare»  $\varphi(\vec{x}, t)$  libero viene definita mediante una procedura abbastanza semplice:

1) si considera il campo  $\varphi$  come una sovrapposizione dei suoi modi, individuati dal vettore d'onda  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ ;

2) ciascun modo è assimilabile a un semplicissimo sistema meccanico, caratterizzato unicamente dalla sua pulsazione (che d'ora in poi chiameremo per semplicità frequenza)  $\omega = \omega(\vec{k})$ . Tale sistema è l'«oscillatore armonico» di frequenza  $\omega$ : è un oscillatore armonico una pallina di massa  $m$ , legata al suo punto di equilibrio da una forza proporzionale alla distanza e che, quindi, vi oscilla attorno con una frequenza  $\omega$ , dipendente in modo caratteristico dalla massa e dalla forza di richiamo;

3) ciascun modo viene «quantizzato» come un semplice oscillatore armonico. Ciò implica, come mostrarono Schrödinger e Heisenberg nel 1925, che le ampiezze di oscillazione, in opportune unità  $-(\hbar/m\omega)^{1/2}$  per la precisione -, possono assumere soltanto va-

lori discreti, e in particolare il principio di indeterminazione di Heisenberg impone che il valore minimo di tale ampiezza sia non nullo e pari a  $(\hbar/2m\omega)^{1/2}$  (giacché se l'ampiezza risultasse nulla, sia la posizione che la velocità della pallina verrebbero simultaneamente determinate, in violazione del principio). La meccanica quantistica dell'oscillatore armonico predice pertanto che i suoi stati, in numero infinito, possono essere «etichettati» da un numero intero non negativo ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), le cui energie  $\omega_n$  sono date dalla semplice equazione

$$\omega_n = \hbar\omega \left( n + \frac{1}{2} \right),$$

sono cioè, a parte il valore «di punto zero»  $\hbar\frac{\omega}{2}$ , multiple della quantità fondamentale, il quanto di energia,  $\hbar\omega = \hbar\frac{\omega}{2\pi} = \hbar\nu$ , che come aveva congetturato Max Planck all'inizio di questo secolo, è proporzionale alla frequenza  $\nu$  mediante la costante di Planck  $\hbar$ .

A questo punto il processo di «quantizzazione» è completato; sembra piuttosto semplice (semplice quanto la quantizzazione dell'oscillatore armonico), ma ci consegna uno spazio delle configurazioni del campo quantistico di una complessità infernale: vi è un numero infinito di oscillatori, uno per ogni modo, e ogni oscillatore possiede un numero infinito di stati, uno per ogni intero non-negativo  $n$ . Solo così, dovevo capire molti anni più tardi, la TQC riesce ad avvicinarsi alla meravigliosa ricchezza della natura.

Siamo ora in grado di comprendere come la TQC possa fondere, senza contraddizione, due nozioni che in fisica classica sono rimaste antitetiche, quella di onda e quella di particella. Mediante il procedimento classico di decomposizione del campo in modi, il campo risulta consistere in una sovrapposizione di onde, definite dal vettore d'onda  $\vec{k}$ , che attraverso la relazione di Planck (e in seguito di de Broglie)

$$\vec{p} = \hbar\vec{k},$$

determina l'impulso (quantità di moto) portato dall'onda. D'altra parte, ciascun modo è quantisticamente equivalente a un oscillatore armonico, capace di esistere in un'infinità di stati, denotati dall'intero non-negativo  $n$ . A che cosa corrisponde un simile stato?

#### Box 4.2 La quantizzazione di un campo classico

Consideriamo il campo  $\varphi(\vec{x}, t)$  e decomponiamolo in componenti di Fourier, ovvero scriviamo

$$\varphi(\vec{x}, 0) = \sum_{\vec{k}} A_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}}, \quad [1]$$

una notazione che generalizza l'espressione [16] del box 4.1, mediante la fondamentale relazione di Eulero:

$$e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} = \cos(\vec{k} \cdot \vec{x}) + i \sin(\vec{k} \cdot \vec{x}), \quad [2]$$

dove  $i$  è l'unità immaginaria, per cui  $(i)^2 = -1$ . I numeri  $A_{\vec{k}}$ , le ampiezze di campo, sono anch'essi dei numeri complessi che, come si sa, possono essere messi nella forma  $a + ib$ , dove  $a$  e  $b$  sono numeri reali.

La dinamica del campo classico è definita dal modo in cui il campo determina alcune funzioni fondamentali come l'energia, cinetica e potenziale, l'impulso e così via. Proprio come nella dinamica dei punti materiali di Galilei e Newton. Ad esempio nel caso di un oscillatore armonico – una pallina di massa  $m$  legata a un punto fisso (l'origine delle coordinate) da una molla di costante  $k$  – l'energia è data dalla somma di un termine cinetico e uno potenziale

$$E = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} k x^2; \quad [3]$$

da cui si deduce l'equazione di Newton:

$$m a = - k x \quad [4]$$

(dove  $a$  è l'accelerazione), la cui soluzione è oscillatoria:

$$x(t) = A \cos(\omega t + \varphi) \quad [5]$$

dove la «pulsazione»  $\omega = \frac{k}{m}$ .

La meccanica quantistica accetta l'equazione [3] ma non l'equazione [4] né la soluzione [5], poiché sulla traiettoria [5] sia la posizione della pallina sia il suo impulso

$$p = m v = - m A \omega \sin(\omega t + \varphi) \quad [6]$$

sono simultaneamente determinati, in violazione del principio di Heisenberg.

La soluzione quantistica quindi non fornisce alcuna traiettoria, come in meccanica classica, ma determina un insieme discreto di stati del-

l'oscillatore dove l'energia [3] assume i valori ben definiti

$$E_n = \hbar\omega \left( n + \frac{1}{2} \right), \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad [7]$$

senza che né l'impulso  $p$ , né la posizione  $x$  siano *simultaneamente* determinati. Particolarmente notevole è il fatto che l'energia minima non è uguale a zero, come avviene in meccanica classica per  $p = x = 0$ , ma risulta uguale a  $\hbar/2$ , in ossequio ancora una volta al principio di Heisenberg, essendo la configurazione classica di energia nulla ( $x = p = 0$ ) vietata dal principio stesso.

La rilevanza per la quantizzazione del campo  $\phi(\vec{x}, t)$  dell'oscillatore armonico quantistico è legata al fatto che l'energia del campo libero decomposto secondo la [1] mostra che *formalmente ogni modo è assimilabile a un oscillatore armonico di pulsazione  $\omega = \omega(\vec{k})$* .

La quantizzazione di  $\phi(\vec{x}, t)$  non è quindi nient'altro che la quantizzazione dei suoi oscillatori armonici, uno per ogni modo, come viene richiamato nel testo.

Basta calcolare l'impulso:

$$\vec{p}_n = n\hbar\vec{k}$$

e l'energia:

$$E_n = \hbar\omega(\vec{k}) \left( n + \frac{1}{2} \right) = E \left( n + \frac{1}{2} \right),$$

per rendersi immediatamente conto che tale stato possiede tutte le caratteristiche fisiche di un insieme di  $n$  particelle identiche, non-interagenti, di impulso

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}$$

e (tralasciando per il momento il termine  $1/2 \hbar\omega$ ) di energia

$$E = \hbar\omega(\vec{k}),$$

che possiamo a ragione chiamare i «quanti» del campo.

Com'è noto, fu questa la grande scoperta di Planck, che riuscì in tal modo a superare i paradossi incontrati dalla fisica classica nella seconda metà dell'Ottocento, quando cercò di dare una descrizione teorica della radiazione emessa da un forno (il cosiddetto «corpo

nero»). Paradossi il cui superamento richiese l'abbandono della continuità classica dell'energia e dell'impulso, e l'introduzione della fondamentale discontinuità contenuta nelle equazioni per  $\vec{p}_n$  ed  $E_n$ , scritte più sopra. Da quel giorno per la fisica teorica, a cavallo fra i due secoli, il campo elettromagnetico non fu più l'ente fisico continuo concepito da Maxwell, ma divenne la somma dei suoi quanti, i «fotoni», come li chiamò alcuni anni più tardi Albert Einstein.

Ma non è tutto. Ritorniamo dunque al termine di energia  $\frac{1}{2} \hbar\omega(\vec{k})$ , che abbiamo fin qui lasciato da parte. Questa «energia di punto zero», che trova la sua ragione nel principio di Heisenberg e nell'*horror quietis* della fisica dei quanti che esso incorpora, fa sì che lo stato di minima energia del campo quantistico, che possiamo chiamare «vuoto quantistico», non corrisponda più come in fisica classica all'assenza totale di qualsiasi campo, il nulla, ma sia percorso da un numero infinito di «fluttuazioni di punto zero», relative a ciascun campo con cui il buon Dio ha deciso di costruire l'universo. In tal modo il vuoto, il «nulla» della fisica classica, diventa quantisticamente un universo dotato di una struttura complessa quanto quella di qualsiasi altro stato, in cui percepiamo la presenza di campi e di materia. È la risurrezione del concetto di «etere» che, ricacciato da Einstein nella metafisica classica, ritorna nella fisica quantistica trasformato e gravido di significati. Questo, dunque, era il mondo concettuale da cui, ero convinto, sarebbe scaturita la soluzione, non convenzionalistica, dei difficili problemi che la fisica dei quark ci poneva in quegli anni.

Il secondo passo del mio programma di Princeton, ricordo, consisteva nell'«agganciare» Bill Weisberger, che a Rochester aveva dimostrato un forte interesse verso il lavoro da me fatto con Cabibbo e Maiani. E così all'inizio del 1968 (dopo una puntata sulle interazioni deboli nell'ambito dell'algebra delle correnti in collaborazione con un collega israeliano, Shummel Nussinov) mi trovai a interagire fortemente con Bill sulla generalizzazione nella TQC dei risultati già ottenuti. Era il momento di mettere all'opera ciò che avevo imparato nei mesi invernali sul Bjorken-Drell.

Fu dopo una visita a Cornell di Bill, dove aveva discusso a lungo con Kenneth Wilson (i cui contributi alla TQC, specialmente nella materia condensata, gli sarebbero valse nel 1982 il premio Nobel),

che ci convincemmo che era arrivato il tempo di provare a ipotizzare un modello esplicito di TQC per i quark. Sospettavamo che tale teoria fosse fortemente imparentata con la QED, e optammo per la versione più semplice: una teoria abeliana, come la QED, il cui campo di gauge (tutti questi termini verranno spiegati nel capitolo 6) si chiamava, in anticipo sui tempi, gluone (dall'inglese *glue*, colla). Incominciammo quindi a lavorare nell'ambito del «Gluon Model»,<sup>2</sup> anche se avrei dovuto prestare più attenzione alla lezione del colore, specialmente dopo il lavoro su S, U, B. Ma il nostro programma aveva come obiettivo la struttura spazio-temporale di una TQC dei quark e si muoveva all'interno di una visione convenzionalistica della fisica teorica, che allora come oggi dominava il mondo accademico americano. Fossi stato più agguerrito e fedele al mio realismo forse sarei stato io a introdurre con quattro anni di anticipo la Quantum Chromo Dynamics, la QCD, l'indiscussa teoria dei quark.

Il lavoro con Weisberger fu un vero tour de force; volevamo dimostrare che nel Gluon Model, anche in presenza di termini non lineari non piccoli (più propriamente, a tutti gli ordini della teoria perturbativa), una corrente, la corrente assiale, che ha un ruolo fondamentale nelle interazioni deboli si comportava in modo analogo alla corrente delle interazioni elettromagnetiche. Riuscimmo a venire a capo di un problema che sembrava insolubile con un «trucco» che, per la sua stretta natura tecnica, non mette conto spiegare in queste pagine. Tuttavia questo «trucco» è alla base della descrizione del comportamento ad alte energie della TQC, dovuta alcuni anni più tardi all'americano Curt Callan e al tedesco Kurt Symanzik. Il «trucco» era così potente che permetteva di arrivare in poche linee al risultato che aveva richiesto a Berman e Sirlin (ricordati all'inizio di questo capitolo) un paio di anni di laboriosissimi calcoli. La nostra soluzione interessò moltissimo Steve Adler, il collega dell'Institute, che scoprì poco dopo un'eccezione alla generalità del nostro risultato, la famosa «anomalia della corrente assiale» che ha avuto un ruolo assai importante nella fisica teorica degli ultimi venticinque anni.

<sup>2</sup> Credo che il primo a prendere in considerazione il Gluon Model come modello-giocattolo sia stato James D. Bjorken nel suo fondamentale articolo del 1965 (cfr. cap. 5).

Con l'arrivo dell'estate del 1968 il mio periodo princetoniano era giunto al termine. Alcuni mesi prima avevo ricevuto un'offerta molto allettante da Sheldon (Shelly) Glashow di Harvard, e naturalmente l'avevo accettata (non sapevo di aver compiuto in questo modo uno «sgarro» a Princeton, che apparentemente non mi venne più perdonato). Per tutti i fisici «in», i mesi estivi, durante i quali le università erano chiuse agli studenti, erano un periodo in cui si visitavano i maggiori laboratori. A me capitò il meglio: sei settimane allo Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in California, e sei settimane al laboratorio di Brookhaven (BNL), a Long Island, un centinaio di chilometri a est di New York. Racconterò nel prossimo capitolo gli incontri con James D. Bjorken a SLAC e con Richard Brandt al BNL che tanta influenza ebbero nella prosecuzione del mio cammino. Finita l'estate, tornai a Princeton per il tempo necessario a raccogliere le mie cose, riempire uno di quei comodissimi camion U-HAUL che consentivano a giovani come me di traslocare da una parte all'altra degli Stati Uniti con modica spesa, e mettermi in viaggio per le poche ore di autostrada che mi separavano da Cambridge, dove sorgeva Harvard, nei sobborghi di Boston.

L'anno speso ad Harvard, nel gruppo di Shelly Glashow e Sidney Coleman, due fra i maggiori teorici americani delle particelle, fu un anno importante sia dal punto di vista personale – alla fine di ottobre nacque il mio unico figlio Guido –, sia da quello scientifico – la mia riflessione sulla fisica teorica ricevette una serie di stimoli, che solo più tardi avrebbero dato il loro frutto. Innanzitutto incontrai la fisica dei laser facendo la conoscenza di un giovane teorico milanese, Rodolfo Bonifacio, ricercatore del gruppo di elettronica quantistica diretto da Roy Glauber. Sospettandoci affetti dalla tipica nostalgia di casa, gli addetti alla logistica del Dipartimento di Fisica avevano pensato di metterci insieme in uno stanzone di un edificio ottocentesco, Lyman Hall, in cui si trovava una parte del dipartimento. Dall'interazione di due personalità tutt'altro che timide e riservate scaturì ben presto una strana collaborazione/tenzone che portò a risultati non disprezzabili in un problema quantistico, quello del sistema di  $N$  atomi a due livelli, proposto quindici anni prima dal fisico americano Robert H. Dicke. Era la prima volta che mi imbattevo in una nozione che negli ultimi anni è al

centro dei miei interessi, quella della coerenza del campo elettromagnetico, quale si stabilisce all'interno dei laser. Di questo, e di molto altro, debbo essere grato a Rodolfo che, al di là di rapporti non sempre facili, è probabilmente il collega più generoso che abbia incontrato nel mio cammino.

Fra i junior fellow di Harvard ve n'erano due destinati a diventare presto star della fisica teorica americana, David Gross e Roman Jackiw. David collaborava con il giovane assistant professor Curt Callan all'analisi degli esperimenti di Deep Inelastic Scattering (DIS, diffusione altamente anelastica) che SLAC stava allora conducendo, e che avrebbero cambiato drasticamente la nostra visione della fisica dei quark, come si dirà nel capitolo 5. Da questa collaborazione, un po' esagitata per via del vigore vulcanico di Gross, scaturì un importante risultato, noto più tardi come la «relazione di Callan-Gross», che dimostrava che il comportamento dei quark in quegli esperimenti aveva più di un'analogia con quello dei leptoni.

Roman Jackiw, invece, scoprì ben presto di avere molti interessi in comune con me e iniziammo a collaborare su problemi di TQC nell'ambito del Gluon Model. Queste ricerche produssero due interessanti risultati: si evidenziò la inadeguatezza del Gluon Model a descrivere i risultati degli esperimenti di SLAC, e si capì che il rapporto  $R_{e^+e^-}$  fra la probabilità dell'annichilazione di un elettrone e un positrone in adroni e in una coppia muone-antimuone è legato alla somma dei quadrati delle cariche elettriche dei quark:

$$R_{e^+e^-} = \sum_{\text{quark}} Q_{\text{quark}}^2$$

relazione che avrà un ruolo cruciale nella costruzione del modello standard.

A Harvard incontrai infine Sidney Coleman, uno dei fisici teorici che, per intelligenza e per raffinata cultura, più hanno avuto influenza su di me. Collaborammo per due intensi mesi, nella primavera del 1969, a un progetto ambizioso: costruire una teoria dinamica completa e relativistica (in accordo cioè con la teoria della relatività) di quark legati dentro gli adroni. Era, come ho detto, un programma ambizioso, che voleva dare finalmente dignità di teoria al bricolage del modello a quark non-relativistici di Morpurgo.

L'eccitazione era grande poiché i primi passi sembravano essere nella direzione giusta; tuttavia nel corso dell'estate ci rendemmo conto che alla luce della conoscenza di allora era impossibile portare a compimento un programma di ricerca così difficile.

All'altro capo di Cambridge, al Massachusetts Institute of Technology (MIT), c'era una fiorente colonia di fisici teorici italiani raccolta attorno a Sergio Fubini, da poco chiamato a una full professorship presso il prestigioso MIT. Rividi così i colleghi fiorentini Marco Ademollo, con cui avevo scritto i primi lavori, e Gabriele Veneziano, che godeva di un periodo di grande popolarità per il «modello di Veneziano», un notevole passo avanti nell'ambito del programma di Chew. Conobbi anche Emilio Del Giudice, inseparabile collaboratore degli ultimi anni. Ci si incontrava, si facevano indimenticabili spaghettate, ma di fisica si parlava pochissimo: come mai? La ragione è presto detta: anche se il programma di ricerca in cui ero coinvolto (che veniva chiamato della East Coast) si rivelerà quello vincente, in quegli anni la stragrande maggioranza dei fisici teorici, e fra questi i colleghi del MIT, seguiva Chew in una strenua crociata contro la TQC e i quark, che noi stavamo con tanta fatica cercando di inserire nel suo quadro. In particolare Veneziano, con il suo modello, sembrava portare un'arma potente a soccorso dei crociati del «Bootstrap», la cui vittoria (e la nostra sconfitta) appariva vicina. Ma, come vedremo, le cose andranno diversamente; va tuttavia tenuto presente che la guerra per la vittoria del modello standard non fu cosa da poco.

Ma con l'estate del 1969 anche il mio periodo di Harvard si era concluso: nell'inverno mi era giunta da Pais della Rockefeller University un'offerta come assistant professor con un salario che mi sembrava da capogiro. Era una promozione importante e l'avevo accettata con entusiasmo. Mi attendeva, alla fine di un'estate che avrei trascorso in Europa, la grande metropoli del sogno americano, la Big Apple: non vedevo l'ora.

5.

## Il cono di luce

«Go West, lad!» È con questa esortazione dell'epopea americana nelle orecchie che nel giugno 1968 lascio Princeton, alla volta di Stanford. L'arrivo a San Francisco, la maestosa baia, l'oceano Pacifico, i vividi colori della California settentrionale, il clima secco e gradevole mi provocano forti emozioni ancora vive nel ricordo.

SLAC è nel 1968 un laboratorio in grande espansione. Nato per opera di alcuni professori dell'Università, in particolare Robert Hofstadter (che negli anni cinquanta aveva condotto una serie di importanti esperimenti sugli urti di protoni ed elettroni che rivelarono la non-elementarità del protone), è ora gestito dall'Atomic Energy Commission, che lo ha da poco dotato di un potentissimo acceleratore lineare di elettroni, lungo circa tre chilometri: un tipico progetto della Big Science, che in quegli anni è in pieno boom. Lo dirige, con polso di ferro, un uomo piccolo piccolo, Wolfgang Panofsky, figlio del grande storico dell'arte Erwin, che ha scritto pagine indimenticabili sull'arte del Rinascimento. Pief (questo è il diminutivo con cui è universalmente conosciuto Panofsky) ha raccolto attorno a sé giovani sperimentali che faranno parlare di sé, come Martin Perl, Burt Richter e Dick Taylor e, per me cosa molto importante, ha chiamato due fra i migliori fisici teorici americani, James Bjorken (Bj) e Sidney Drell a costruire il gruppo teorico.

Con i suoi 20 GeV<sup>1</sup> di energia, SLAC ha compiuto un grande balzo in avanti nel campo degli acceleratori di elettroni (si pensi

<sup>1</sup> 1 GeV, o gigaelettronvolt, è pari a 1000 MeV, cioè a 1 miliardo di elettronvolt. È l'energia che un elettrone acquista passando fra due punti il cui «voltaggio» differisce di 1 miliardo di volt (si ricordi che la differenza di potenziale della rete elettrica è 120 V).

che l'acceleratore di Frascati, il sincrotrone, giunge a poco più di 1 GeV) e sta incominciando, proprio allora, gli esperimenti che dovrebbero aprire uno spiraglio nelle profondità inesplorate della materia. La scelta degli uomini di Stanford è stata davvero coraggiosa, poiché la controversia sull'opportunità di costruire una macchina del genere aveva avuto toni piuttosto aspri. Si era infatti levata più di una voce autorevole a sottolineare che i risultati di Hofstadter e del suo gruppo avevano mostrato che l'interazione fra elettroni e protoni decresceva rapidamente con l'energia, e che ciò era stato correttamente interpretato come segnale della non-elementarità del protone e, per estensione, di tutti gli adroni. Pertanto era molto probabile che un acceleratore così costoso avrebbe sparato i suoi elettroni di altissima energia su un bersaglio invisibile. È interessante notare che questa controversia, del tutto insensata all'interno del programma di ricerca a cui avevo aderito, trovava le sue armi ideologiche nel programma rivale, quello del «Bootstrap», la cui «democrazia nucleare» portava direttamente alle conclusioni dei critici di SLAC. Ma gli uomini di Stanford erano determinati, e riuscirono a prevalere, e a porre le premesse per il crollo del «Bootstrap».

La campagna di misure, che è in pieno svolgimento a SLAC nell'estate del 1968, rappresenta la versione moderna degli esperimenti di Rutherford. Lo scopo è lo stesso: indagare la struttura interna del «primo» degli adroni, il protone. Hofstadter aveva mostrato che la carica del protone (opposta a quella dell'elettrone) non era concentrata in una zona spaziale piccolissima, praticamente puntiforme, come quella dell'elettrone (che perciò si può definire elementare) ma era diffusa in una sfera del raggio di circa 1 fermi, ovvero  $10^{-13}$  cm, centomila volte più piccolo del raggio tipico di un atomo,  $10^{-8}$  cm, l'ångström. Pur minuscolo, il protone ha dunque un raggio finito, dello stesso ordine di grandezza dei nuclei che, come sappiamo, sono collezioni fortemente legate di protoni e neutroni. Sessant'anni dopo, i fisici di Stanford sono dunque pronti a porsi sul protone la stessa domanda che Rutherford si era posto sull'atomo, e lo strumento con cui si accingono ad affrontare il problema è essenzialmente lo stesso, solo diecimila volte più energetico: qualche MeV di energia per le particelle  $\alpha$  che Rutherford indirizzava verso i suoi fogliolini d'oro, 20 GeV per gli

Box 5.1 *La struttura del protone*

Il protone, il nucleo dell'atomo di idrogeno, è, come sappiamo, una delle tante particelle dello zoo subnucleare, su cui si è concentrato lo studio della fisica delle particelle (quella dei grandi acceleratori) nella seconda metà del secolo xx. Determinarne la struttura assunse quindi negli anni sessanta la stessa importanza e urgenza che la determinazione della struttura degli atomi ebbe all'inizio del Novecento. Nel caso degli atomi, il metodo decisivo per capire come era fatto un atomo fu sviluppato dal fisico neozelandese Ernest Rutherford con lo scopo di distinguere fra due modelli rivali di atomo (fig. 10): quello di Thomson e quello planetario.

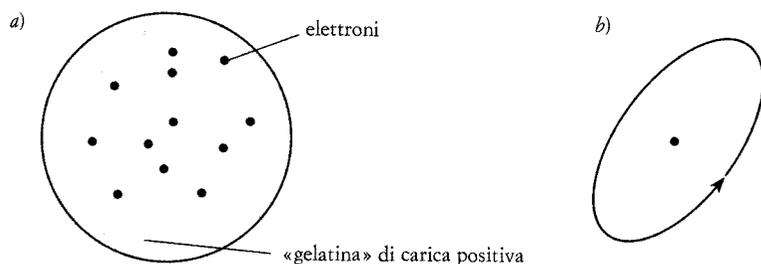


Figura 10

L'atomo di Thomson (a) è una sfera di circa 1 ångström di raggio, in cui gli elettroni sono come semi che oscillano in una «gelatina» di carica elettrica opposta (positiva). L'atomo «planetario» (b) consta invece di un nucleo positivo di carica uguale e opposta a quella degli elettroni che vi orbitano attorno attratti dal campo elettrico, la cui legge di forza è, com'è noto, inversamente proporzionale al quadrato della distanza fra elettroni e nucleo, proprio come nel caso della gravità che determina le orbite dei pianeti attorno al sole.

Per decidere fra questi modelli di atomo, dunque, Rutherford «bombarda» un insieme di atomi di un sottile foglio d'oro con un fascio di particelle  $\alpha$  (nucleo dell'atomo di elio, la cui carica è doppia di quella del protone). L'esperimento consiste nell'osservare la deflessione subita da tale fascio nell'attraversare il foglio. Le aspettative nei due modelli rivali sono, ovviamente, molto diverse. Nel caso dell'atomo di Thomson ci si attendono (come mostra il calcolo basato sulle interazioni elettromagnetiche) deflessioni molto piccole, mentre per l'atomo planetario, nella frazione di urti che avvengono nelle vicinanze del nucleo, si dovrebbero avere deflessioni notevoli, al punto che alcune particelle  $\alpha$  dovrebbero addirittura rimbalzare all'indietro.

E infatti fu questo che si osservò, dimostrando che l'atomo è costituito da un numero  $Z$  di elettroni ( $Z = 1$  per l'idrogeno e  $Z = 92$  per

l'atomo più pesante: l'uranio) orbitanti attorno a un nucleo di carica  $+Ze$  ( $-e$  è la carica del singolo elettrone) e con un raggio dell'ordine di un centomillesimo ( $10^{-5}$ ) di quello atomico: 1 ångström =  $10^{-8}$  cm. Il raggio del nucleo è quindi dell'ordine di  $10^{-13}$  cm: a questa lunghezza è stato attribuito il nome di fermi, in onore del fisico italiano ( $1 \text{ F} = 10^{-13}$  cm).

Per indagare la struttura del protone, negli anni cinquanta fu adottata essenzialmente la stessa strategia, con l'unica differenza che il fascio di particelle incidenti era costituito da elettroni di elevata energia (fig. 11).

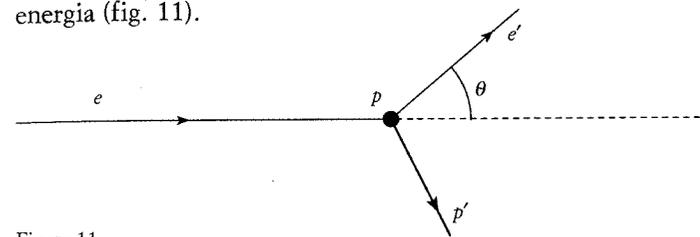


Figura 11

Dall'urto (scattering) dell'elettrone  $e$  con il protone  $p$  emergono un elettrone  $e'$  e un protone  $p'$ . L'urto si dice «elastico», poiché come nell'urto contro un muro di un corpo elastico questo rimbalza senza subire deformazioni, allo stesso modo lo stato finale dell'urto fra l'elettrone e il protone consiste delle stesse particelle di quello iniziale. La deflessione  $\theta$  subita dall'elettrone incidente viene misurata con opportuni strumenti, chiamati «spettrometri magnetici».

La domanda cui si voleva dare risposta era se la carica del protone fosse diffusa, come la «gelatina» di Thomson, su tutto il protone, di circa 1 F di dimensione, oppure fosse concentrata in un punto privo di dimensioni, come per l'elettrone. Come per gli esperimenti di Rutherford le alternative considerate portavano a predizioni piuttosto diverse: nel primo caso la probabilità di grandi deflessioni decresce molto rapidamente con l'aumentare dell'angolo  $\theta$  di deflessione; nel secondo la decrescita è assai meno rapida, e segue una semplice legge. Questi esperimenti, condotti dalla équipe del fisico della Stanford University Robert Hofstadter, dettero una risposta inequivocabile: a differenza dell'elettrone il protone non è una particella «puntiforme», ma la sua carica è distribuita in una sferetta il cui raggio medio è uguale a circa 0,7 F. Il protone non è quindi una particella elementare, ma è composto di «parti» più piccole, la cui natura gli esperimenti di Hofstadter non potevano chiarire in alcun modo. Per questo occorre fasci di elettroni molto più energetici e spettrometri molto più potenti, quali furono infine disponibili ai fisici di SLAC nella seconda metà degli anni sessanta.

elettroni di SLAC. Anche il rivelatore delle particelle che emergono dall'interazione è amplificato di migliaia di volte, per rivelare e misurare l'energia degli elettroni diffusi dal bersaglio di protoni (idrogeno liquido, a bassa temperatura) e lo spettrometro magnetico è grande come una casa a due piani.

Come per Rutherford, gli scenari possibili sono due: gli elettroni «passano attraverso» i protoni deflessi solo impercettibilmente, oppure in una frazione non trascurabile di casi vengono fortemente deviati dalla loro traiettoria ed emergono nello spettrometro magnetico con un grande angolo rispetto alla direzione del fascio, e con una grande decelerazione (perdita di energia).<sup>2</sup> Nel primo caso avrebbero ragione i fisici del «Bootstrap», che sostengono che non c'è nulla di elementare all'interno del protone, e quindi la sua carica, con cui gli elettroni interagiscono, è distribuita con continuità nella sferetta di Hofstadter. Ai tempi di Rutherford, il modello di atomo proposto da Thomson era più o meno di questo tipo, con la carica positiva distribuita come una gelatina dentro cui oscillano minuscoli semi, gli elettroni. Nel secondo caso, invece, avremmo ragione noi: i protoni sono costituiti da strutture (più) elementari, i quark. Com'è noto, è uno scenario di quest'ultimo tipo quello che emerse dagli esperimenti di Rutherford, consegnandoci l'immagine moderna dell'atomo, composto da un piccolo e compatto nucleo circondato da una «nuvola» di elettroni. Quale delle due possibilità sceglierà stavolta la natura? Quando arrivo a SLAC i giochi sono aperti: sono capitato nel luogo giusto al momento giusto.

La prima persona in cui mi imbatto quando prendo possesso della mia scrivania nel gruppo teorico è Bj, un gigante di origine svedese alto due metri, o più. Nonostante la sua statura e la grande considerazione di cui gode universalmente, è molto timido e riservato; interagire con lui non sarà facile, mi dico, anche se la sintonia con le sue idee mi fa ben sperare. Bj, infatti, ha da poco pubblicato su «Physical Review» un articolo che ritengo fondamentale: *Applications of the Chiral  $U(6) \otimes U(6)$  Algebra of Current Densities*, che ho letto e riletto e che conosco a memoria. Quello che rende questo lavoro, e le idee in esso contenute, così straordinari ai miei occhi è

<sup>2</sup> Questi ultimi urti si dicono «altamente anelastici» poiché, a differenza degli urti elastici dove l'energia della particella si conserva, in essi la particella perde gran parte della sua energia.

che i campi quantistici dei quark, che Gell-Mann aveva introdotto quasi scherzando, vengono presi tremendamente sul serio: la struttura algebrica proposta da Gell-Mann, l'algebra delle correnti, viene discussa ed estesa all'interno di una esplicita e realistica TQC. Esattamente l'atteggiamento che insieme a Bill Weisberger avevo assunto l'inverno prima a Princeton. Considerando dunque i quark campi quantistici ben definiti, attribuendo cioè loro lo stesso *status* quantistico dei leptoni, Bj era giunto alla naturale conclusione che, per quanto riguarda le interazioni comuni, quelle elettromagnetiche e deboli (che nel modello standard saranno in seguito unificate in elettrodeboli, come si dirà nel capitolo 6), era ragionevole che quark e leptoni avessero una struttura simile, e nel suo lavoro esplora alcune conseguenze di tale struttura. Il campo naturale in cui l'algebra delle correnti di Gell-Mann e le estensioni studiate da Bj sono in grado di produrre predizioni di grande rilevanza è quello delle interazioni altamente anelastiche, in cui SLAC è all'avanguardia.

Quando un elettrone di alta energia viene proiettato contro un bersaglio di protoni, il bersaglio non è trasparente, perché l'elettrone come il protone possiede una carica elettrica, e le leggi dell'elettromagnetismo prevedono che due cariche elettriche esercitino l'una sull'altra una forza tanto maggiore quanto maggiore è la carica e quanto minore è la distanza. Una tale forza provoca una deviazione delle loro traiettorie, come avviene quando un asteroide o una cometa passano vicino a un pianeta. La deviazione degli elettroni, che può essere misurata con i rivelatori della moderna fisica delle particelle, dà quindi una misura della forza che si è esercitata al passaggio del fascio nel bersaglio. Ovviamente, le maggiori deviazioni corrispondono alle traiettorie in cui le cariche si sono maggiormente avvicinate, e la natura ondulatoria degli elettroni, come dei protoni, lega la deviazione, cioè la variazione di impulso  $\Delta p$ , alla minima distanza di avvicinamento  $\Delta x$ , mediante il principio di Heisenberg

$$\Delta p \Delta x \geq \hbar.$$

Pertanto, perché l'elettrone possa penetrare nel cuore del protone a una distanza  $x$  occorre che ceda un impulso  $\Delta p \geq \frac{\hbar}{\Delta x}$ . Ad

esempio, se poniamo  $\Delta x \approx 10^{-14}$  cm, un decimo del raggio del protone, occorre che il fascio di elettroni abbia un'energia maggiore di 2 GeV.

SLAC è quindi in grado di esplorare le profondità di un protone fino a un centesimo della sua dimensione, una risoluzione davvero impressionante. Ma questa è solo «cinematica»: perché l'elettrone ceda realmente con probabilità apprezzabile un grande impulso  $\Delta p$  occorre che la carica, o meglio la «corrente elettromagnetica», che incontra sul suo cammino, quella del protone, sia abbastanza grande e *concentrata* da indurre la deviazione legata a  $\Delta p$ . Come si è detto, se la carica del protone fosse uniformemente distribuita nella sfera di Hofstadter, la probabilità di avere trasferimenti di impulso maggiori di qualche centinaio di MeV sarebbe praticamente nulla. Quindi per i fisici di Stanford la possibilità di scendere dentro al protone, a distanze vicine al limite cinematico di 20 GeV, dipende dall'esistenza di strutture elementari (puntiformi) in cui la carica sia enormemente concentrata che, come avevano argomentato i critici del «Bootstrap», nessuno aveva mai visto prima.

La domanda che ormai appare ineludibile è dunque in che modo nella TQC si manifesti l'esistenza di strutture puntiformi. Una prima risposta la forniscono le strutture algebriche studiate da Bj, il cui significato è pressappoco il seguente.<sup>3</sup> Se si fanno due misure di corrente elettromagnetica su un protone allo stesso istante  $t$ , in punti diversi  $\vec{x}$  e  $\vec{y}$ , la correlazione fra queste misure, ovvero la probabilità che le due misure coinvolgano un'unica struttura, tende all'unità quando  $\vec{x}$  tende a  $\vec{y}$ . È chiaro che un tale risultato è strettamente legato all'esistenza all'interno del protone di strutture puntiformi, quali sono i quark nei nostri modelli di TQC. Da queste «algebre», che coinvolgono misure locali di correnti in punti spazio-temporali la cui differenza  $x - y$  tende a zero (stesso istante,  $\vec{x} \rightarrow \vec{y}$ ), come aveva mostrato Bj, si possono ottenere «regole di somma», cioè relazioni fra probabilità di interazioni altamente anelastiche sommate su diversi valori dell'energia, non le probabilità stesse, che sono le quantità osservate sperimentalmente. Non si

<sup>3</sup> Una comprensione completa di questi difficili problemi richiede una assoluta familiarità con la TQC. Più semplice è invece intuire le implicazioni concettuali di tali problemi. È quello che sto cercando di mettere in luce.

tratta quindi ancora di una descrizione completa, ma certo di importanti indicazioni sulla teoria degli adroni: in particolare si può discriminare la TQC dal «Bootstrap».

Poiché il mio ufficio a SLAC si trova accanto a quello di Bj, posso osservare un gran via vai di sperimentali che entrano ed escono dal suo ufficio con voluminosi computer output. Friedman, Kendall e Taylor, i capi dell'équipe sperimentale che sta eseguendo le misure «rutherfordiane» di cui ho parlato, e per le quali nel 1990 avrebbero ricevuto il premio Nobel, sono in uno stato di grande eccitazione: evidentemente Bj deve essere molto convincente nello spiegare loro il significato di ciò che i loro strumenti stanno misurando. Anche se non lasciano trapelare nulla (gli sperimentali sono molto gelosi dei loro dati prima della pubblicazione, e per un'ottima ragione; prima di aver fatto tutte le verifiche, temono sempre che qualcosa possa andare storto) per me è facile intuire che i loro output contengono qualcosa di grosso: sono infatti perfettamente al corrente della posta in gioco e a quale partito appartenga Bj.

Quando lascio Stanford alla volta di Brookhaven, sono molto contento: ho stabilito con Bj un'amicizia duratura e porto con me l'aspettativa di un annuncio che cambierà la fisica in cui sono completamente coinvolto.

A Brookhaven divido l'ufficio con un fisico teorico un po' più vecchio di me, Richard Brandt, che avevo incontrato due anni prima alla scuola estiva di Brandeis. Richard aveva conseguito il Ph.D. al MIT, discutendo una tesi di fisica teorica con la supervisione di un fisico-matematico, Paul Federbush. Attualmente è assistant professor all'Università del Maryland, dove insegna Fisica teorica. È impossibile dire se le nostre vite, il nostro destino facciano parte di un piano, di un progetto, ma riandando al modo in cui Richard e io ci siamo incontrati, alle nostre storie personali così diverse, al momento storico in cui i nostri cammini si sono incrociati, non posso fare a meno di pensare che tale progetto o, come voleva Hegel, l'«astuzia della ragione» esista realmente.

Nel suo voluminoso lavoro di tesi di Ph.D. Richard affronta e risolve, a un livello elevato di rigore matematico, un problema di TQC, posto nella sua forma generale da Ken Wilson, che è strettamente legato agli sviluppi di algebra delle correnti dovuti a Bj.

Wilson aveva suggerito di studiare le correlazioni fra misure di correnti elettromagnetiche (ma la teoria è molto più generale e si applica anche alle correnti delle interazioni deboli) quando i punti spazio-temporali  $(t, \vec{x})^4$  in cui tali misure vengono effettuate tendono a coincidere (sono, come si dice in gergo, a piccole distanze: short distance, in inglese). Questo problema nella teoria dei campi liberi (che ho descritto nel capitolo 4) è di facile soluzione, e mostra che per gli oggetti puntiformi della teoria libera il prodotto delle due misure può esprimersi come la somma di altre ben definite misure mediante coefficienti, che nel limite di distanza zero  $(x - y) \rightarrow 0$  (se  $x$  e  $y$  sono gli eventi associati alle misure) diventano infiniti o discontinui (matematicamente, singolari). Wilson aveva quindi proposto che una tale struttura algebrica (che fra l'altro comprende sia le algebre di Gell-Mann sia quelle di Bjorken) valesse in generale con la ovvia differenza che le singolarità dei coefficienti dipendessero in modo caratteristico dal tipo di interazione, fossero cioè funzioni della dinamica. Nella sua tesi Richard riuscì a dimostrare che «l'espansione operatoriale a piccole distanze» (questo era il nome della proposta di Wilson) valeva a tutti gli ordini della teoria perturbativa, fornendo quindi una base di TQC piuttosto solida, anche se nulla si poteva affermare al di là dell'approccio perturbativo.

Quando ci troviamo a Brookhaven fianco a fianco, nello stesso ufficio, Richard e io siamo quindi perfettamente complementari: padrone assoluto di un potente strumento matematico, Richard, con qualche buona idea di come utilizzare quello strumento, io. Le lunghe conversazioni durante le quali Richard e io ci istruiamo mutuamente sulle nostre recenti conquiste intellettuali suscitano l'attenzione di Abraham Pais, il quale ha in mente di reclutare giovani fisici teorici nel Dipartimento di Fisica della piccola ma prestigiosa Rockefeller University, di cui è direttore.

Alcuni mesi più tardi, ad Harvard, ricevo da Pais un invito a tenere un seminario alla Rockefeller University. La mia puntata a New

<sup>4</sup> Nella geometria quadridimensionale della teoria della relatività, dovuta al matematico Hermann Minkowski, il punto spazio-temporale, l'evento, è un vettore a quattro componenti  $x_\mu$  ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ );  $x_0 = t, x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$ . Lo spazio minkowskiano è uno spazio «pseudoeuclideo», nel senso che l'invariante per trasformazioni relativistiche non è  $\vec{X}^2 = x^2 + y^2 + z^2$  della geometria euclidea, come vuole il teorema di Pitagora, ma  $x^2 = x_0^2 - \vec{X}^2$  (si noti il segno meno).

York ha un esito molto positivo: torno a casa con l'offerta di una assistant professorship e con l'assicurazione che una simile offerta era stata fatta a Richard. La mia decisione è presa: lascerò Harvard alla fine dell'anno accademico. Vista dall'esterno, questa mia decisione non appare affatto saggia, se si tiene presente che avevo avuto sentore che una promozione ad assistant professor stava maturando anche ad Harvard e che, quanto a prestigio, Harvard ne dava sicuramente più di Rockefeller, almeno in fisica. Tuttavia, l'idea di proseguire la collaborazione con Richard scaccia ogni dubbio; avrei lasciato libero il mio posto ad Harvard rendendo così, inconsapevolmente, un servizio al vecchio amico Luciano Maiani, che ad Harvard, l'anno successivo, darà con Glashow e Iliopoulos un contributo importante alla teoria delle interazioni deboli (cfr. cap. 6). Prima di arrivare a New York ho anche l'occasione di dare una mano, questa volta del tutto consapevole, a Guido Altarelli, collega del periodo fiorentino. Guido era da un anno alla New York University, ma per ragioni che non ricordo il finanziamento del suo incarico biennale come ricercatore si era estinto dopo soli dodici mesi; vengo pertanto in suo aiuto, negoziando con Pais assieme alla mia posizione quella di Altarelli. L'operazione ha completo successo.

Con l'inizio di settembre 1969 mi installo a New York in un bel appartamento all'incrocio della 62esima con York Avenue, in un complesso residenziale che l'Università riserva al corpo insegnante, e in uno spazioso ufficio che divido con Brandt, con grandi librerie in noce e comode poltrone. La vita attorno a me è decisamente «soffice», i problemi logistici sono tutti risolti con larghezza di mezzi dall'Università (il cui chairman è il ricchissimo finanziere David Rockefeller), e posso dunque dedicarmi senza preoccupazioni alla ricerca e all'insegnamento. Sin dalle prime settimane il ritmo della collaborazione con Richard è molto sostenuto; stiamo diventando un team affiatato ed estremamente efficiente: aver scelto di venire a New York non è stato uno sbaglio! Il problema su cui Richard e io ci gettiamo a corpo morto è quello di ricondurre nell'ambito della TQC i risultati sorprendenti ed eccitanti che Stanford aveva finalmente reso pubblici e definitivi nelle conferenze dell'estate.

Box 5.2 *Il Deep Inelastic Scattering (DIS)*

Gli esperimenti che SLAC conduce a partire dal 1966 sono resi possibili da un nuovo acceleratore, lungo circa 3 chilometri, che porta gli elettroni a energie, per quei tempi enormi, dell'ordine di 20 GeV. Esse sono circa cinquanta volte quelle che permisero a Hofstadter di sondare la «forma» del protone. A queste energie l'urto (*scattering*, termine inglese per «diffusione») di elettroni con protoni è in minima parte «elastico»,



(elastico è l'urto in cui il protone iniziale rimane «integro» e riappare con impulso diverso nello stato finale); la stragrande maggioranza degli urti porta alla «rottura» del protone e alla formazione di uno stato finale molto complesso (composto di un gran numero di adroni). Il processo è dunque (fig. 12):

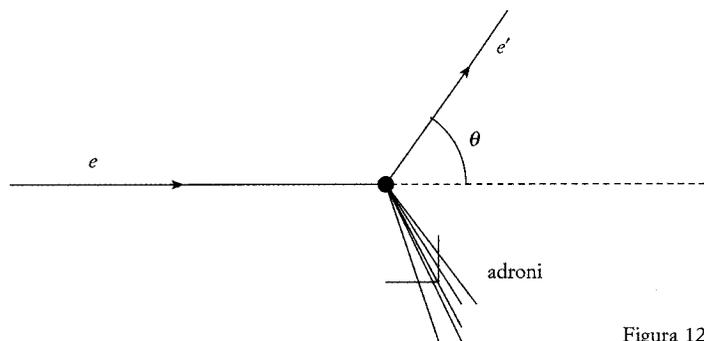


Figura 12

e si chiama «scattering anelastico» per sottolineare il fatto che lo stato finale non è (quasi) mai «elastico», consta cioè di ben più di un protone. Inoltre per gli urti caratterizzati da un alto valore dell'«angolo di scattering»  $\theta$ , e quindi da un'alta variazione di impulso  $\Delta p$ , la zona di spazio all'interno del protone  $\Delta x$  sondata dall'urto è, come impone il principio di Heisenberg, molto piccola:

$$\Delta x \approx \frac{\hbar}{\Delta p} \quad [3]$$

permettendoci di scendere nelle «profondità» del protone: di qui la definizione di «Deep Inelastic Scattering», urto profondamente anelastico.

Se, come avviene negli esperimenti di SLAC, non si osserva altro che l'elettrone che emerge dall'urto, e se ne misura l'energia  $E'$  e l'angolo di scattering  $\theta$ , la probabilità di tale configurazione dipende solo da due variabili, che hanno un significato indipendente dal sistema di riferimento da cui si osserva l'evento (sono cioè «relativisticamente invarianti»):

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad \text{e} \quad \nu = E - E' \quad [4]$$

dove  $E$  è l'energia del fascio di elettroni incidente. Un'analisi dettagliata della probabilità degli eventi in cui l'elettrone emerge con energia  $E'$  e angolo  $\theta$  (indipendentemente da come si «rompa» il protone) mostra che la frequenza di questi urti dipende soltanto da due «funzioni di struttura», chiamate  $W_1(\nu, Q^2)$  e  $W_2(\nu, Q^2)$ , che ovviamente sono funzioni degli invarianti relativistici  $Q^2$  e  $\nu$  (definiti dall'equazione [4]).

La grande sorpresa suscitata dalle osservazioni di SLAC consistette nel fatto che per valori opportunamente elevati di  $Q^2$  e  $\nu$ ,  $W_1$  e  $W_2$  non sono più funzioni generiche delle due variabili, ma soddisfano le «leggi di scala», predette da Bjorken ( $m_p$  è la massa del protone)

$$W_1(\nu, Q^2) \rightarrow F_1(x), \quad \frac{\nu}{m_p} W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(x) \quad [5]$$

dove  $x$  è la «variabile di Bjorken»

$$x = \frac{Q^2}{2m_p \nu} \quad [6]$$

Questi comportamenti - lo dimostreranno gli esperimenti condotti a più alta energia negli anni settanta e ottanta - sono generali e caratterizzano anche gli urti dei protoni con i neutrini e con quella sorta di elettroni pesanti che sono i leptoni  $\mu$ .

La collaborazione di Friedman, Kendall e Taylor e il loro gruppo con Bj aveva dunque dato frutti di notevolissimo interesse. Non solo si era osservato un gran numero di eventi in cui gli elettroni emergono dal bersaglio di protoni con forti deviazioni (a grandi angoli) e forti anelasticità (perdite di energia), ma la probabilità di questi eventi sembra obbedire a semplici leggi, che prenderanno il nome di «scaling di Bjorken». Per comprendere l'importanza di

queste osservazioni occorre ricordare che il processo analizzato a SLAC (fig. 12) è

$$ep \rightarrow e' + \text{«tutto»},$$

dove  $e'$  è l'elettrone analizzato in angolo ed energia dello spettrometro magnetico e «tutto» denota tutto ciò che viene prodotto nella reazione e che non si osserva. Infatti per dipanare il «tutto» occorre un apparato ben più complesso di quello utilizzato a SLAC, che si limita a seguire la sorte degli elettroni. La probabilità della «diffusione» degli elettroni dipende quindi da due sole variabili:  $\theta$ , «l'angolo di scattering», e  $E - E'$ , la perdita di energia del fascio degli elettroni, la cui energia iniziale è  $E$  ( $E = 20$  GeV) e quella finale  $E'$ . Con queste due variabili se ne possono formare altre due, che hanno un significato intrinseco (relativisticamente invariante)

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

$$v = E - E'.$$

Argomenti cinematici generali mostrano che la probabilità di scattering (la cosiddetta sezione d'urto) può essere scritta in funzione di due «funzioni di struttura» ( $W_1$  e  $W_2$ ) dipendenti da  $Q^2$  e  $v$ , che incorporano la dinamica del processo. Percorrendo un cammino iniziato dai lavori di cui ho parlato, Bj era riuscito a scoprire che le tabelle di numeri, uno per ogni valore di  $Q^2$  e  $v$ , che i suoi colleghi sperimentali avevano dedotto dagli esperimenti, implicavano che ( $m_p$  è la massa del protone)

$$W_1(v, Q^2) \rightarrow F_1(x),$$

$$\frac{v}{m_p} W_2(v, Q^2) \rightarrow F_2(x)$$

dove  $x = \frac{Q^2}{2m_p v}$  è la variabile di «scaling» compresa tra 0 e 1, nota anche come «variabile di Bjorken». Lo scaling di Bjorken rappresenta quindi una semplificazione drastica della dinamica del problema, che invece di dipendere in modo essenziale dalle due variabili  $v$  e  $Q^2$  è sensibile al solo rapporto  $x$ . Tutto ciò è molto sorprendente ed eccitante, ma che cosa significa?

È nel dare una risposta a questa domanda che Richard Feynman fa valere ancora una volta le sue incredibili doti di rapidità e intuizione. Nel giro di qualche settimana dal primo annuncio (alla fine del 1968) Feynman mostra che un semplice modello, il «modello a partoni», è in accordo con le osservazioni di SLAC. Secondo questo modello (partone è un nome ibrido, metà latino: *pars* - parte -, metà greco: la desinenza del neutro -ov, che indica la generica parte elementare degli adroni), il protone, come ogni adrone, è composto di particelle puntiformi, senza struttura, i partoni (su che cosa siano queste parti Feynman in verità per lungo tempo non si pronuncia). In ogni adrone i partoni sono caratterizzati da una particolare distribuzione della frazione  $x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) dell'impulso del protone che tocca a ciascuno di loro, e che dipende dalla dinamica fondamentale, di cui il modello a partoni non si occupa. Questa descrizione è però sufficiente a derivare lo scaling di Bjorken, una volta che si assuma che gli elettroni di alta energia interagiscono con ciascuno di essi incoerentemente, in modo cioè del tutto scorrelato. E la variabile di Bjorken  $\frac{Q^2}{2m_p v}$  viene a coincidere con la frazione  $x$  dell'impulso. La semplicità di questa descrizione, che sembra rendere quasi banale la complessa dinamica che *deve* essere alla base del pur semplice scaling di Bjorken, è la ragione della sua popolarità, ancora grande ai giorni nostri. La creatura di Feynman pone tuttavia a dura prova le mie convinzioni di realista, che il soggiorno americano non ha sostanzialmente scalfito: di fatto, il modello a partoni è un adattamento agli adroni di una ben nota approssimazione, l'«approssimazione a impulso», della fisica degli urti elettrone-nucleo, i cui «partoni» sono, ovviamente, i nucleoni (protoni e neutroni). In questa approssimazione, nell'urto anelastico il nucleo si rompe e, in particolare, il partone-nucleone che interagisce incoerentemente con l'elettrone che sopravviene viene scagliato con violenza fuori dal nucleo, pronto a essere rivelato fra le «macerie» del «tutto». Pertanto se il modello a partoni fosse una descrizione realistica della fisica del DIS, una volta che l'osservazione sperimentale fosse estesa oltre la rivelazione dell'elettrone si dovrebbero trovare le tracce di un gran numero di questi partoni, mettendo così a nudo un nuovo livello della materia. Ma, c'era da scommetterlo, un'analisi del genere non aveva alcuna chance, per-

ché se fosse stato veramente così facile produrre partoni puntiformi, sarebbe stato ugualmente molto improbabile che le svariate cacce ai quark e ad altre particelle in corso ormai da alcuni anni continuassero a dare risultati così uniformemente negativi.

È in questo quadro che ci stiamo muovendo Richard e io, decisi ad andare oltre l'approccio fenomenologico di Bjorken e quello modellistico, del tutto improbabile, di Feynman. Il primo passo consiste nell'individuare che tipo di correlazioni fra le correnti vengono sondate nel DIS. Una semplice analisi cinematica mostra che gli eventi  $x$  e  $y$  delle misure di cui ci interessano le correlazioni sono legati non dalla relazione di piccola distanza  $(x - y) \rightarrow 0$ , ma dalla più generale  $(x - y)^2 \rightarrow 0$ , cioè la loro distanza  $(x - y)$  sta sul «cono di luce».<sup>5</sup> Naturalmente  $x - y = 0$  si trova sul cono di luce, ma quest'ultimo si estende infinitamente oltre questo evento, che è la punta del cono di luce. Ed è solo attorno a questo punto che l'espansione di Wilson fornisce alcune importanti informazioni. Come estendere l'espansione a tutto il cono di luce? Questo è il secondo passo, in cui la competenza di Richard si rivela cruciale: partendo, come Wilson, dalla teoria libera si riesce a trovare rapidamente la generalizzazione cercata, che con le tecniche matematiche messe a punto nella tesi di Richard viene dimostrata a tutti gli ordini della teoria perturbativa. Viene così alla luce l'espansione sul cono di luce (o, in inglese, Light Cone Operator Product Expansion, LCOPE), che si rivelerà un potente strumento di analisi, all'interno della TQC, della fisica in cui sono coinvolti alti trasferimenti di impulso e grandi perdite di energia: la fisica altamente anelastica.

Applicando l'espansione sul cono di luce al DIS, Richard e io scopriamo che le leggi di scala di Bjorken corrispondono al comportamento più semplice immaginabile, quello della teoria libera. Riusciamo così a capire perché il modello a partoni di Feynman «funziona»: realizza infatti una particolare teoria libera. Ma l'aspetto dello schema concettuale dell'espansione sul cono di luce che trovo più soddisfacente è che i semplici comportamenti alla

<sup>5</sup> Nella geometria minkowskiana il luogo dei punti  $x^2 = 0$  si chiama «cono di luce», perché è un cono quadridimensionale su cui stanno gli eventi di un'onda luminosa che venga emessa dall'origine  $(0, \vec{0})$ .

Bjorken *non implicano* modelli completamente irrealistici come quello di Feynman, poiché l'espansione sul cono di luce si limita a determinare il grado di singolarità delle correlazioni sul cono di luce, senza entrare nel merito (squisitamente dinamico, e ancora inabbordabile) di come tali singolarità emergano dalla fondamentale TQC. Tuttavia, pur restando nell'ambito sofisticatamente cinematico (cioè non-dinamico) dell'espansione sul cono di luce, Richard e io riusciamo a dare le regole generali di calcolo di un modello a partoni, in cui i partoni, a differenza del modello proposto originariamente da Feynman, hanno un nome e un cognome: sono i quark! Questa è la discussione valida ancor oggi.

Il nostro lavoro riceve una notevole attenzione; in particolare Gell-Mann, insieme a un giovane collaboratore, il tedesco-orientale Harald Fritzsch, ne sottoscrive completamente la filosofia e contribuisce molto alla sua diffusione e popolarità. Popolarità che frutta ad ambedue nel successivo anno accademico (1970-71) la promozione ad associate professor alla New York University, il cui Dipartimento di Fisica ha appena ricevuto un grosso finanziamento dalla National Science Foundation per potenziare la fisica delle particelle. Richard e io accettiamo con entusiasmo e ci trasferiamo nel Village, nel campus di Washington Square, dove avremo un nostro gruppo di Fisica teorica.

L'anno alla New York University segna un periodo di esplorazione delle diverse possibilità che l'espansione sul cono di luce apriva nella descrizione/comprendimento di diversi aspetti delle interazioni deboli ed elettromagnetiche degli adroni. La TQC cui Brandt e io ci riferiamo è una ipersemplificata teoria libera dei quark, dopo l'abbandono del Gluon Model che Roman Jackiw e io avevamo mostrato inadatto a descrivere lo scaling di Bjorken. Il nostro stupore per l'insensata efficacia di una teoria libera nel determinare il comportamento delle correlazioni di correnti sul cono di luce cresce con l'estendersi del campo di applicazione dell'espansione sul cono di luce dalla fisica del DIS a quella dell'annichilazione di elettroni e positroni ad alta energia, alla produzione di coppie di muoni nelle interazioni di adroni alle alte energie. Cresce anche la mia inquietezza; non ero venuto negli Stati Uniti per perseguirvi una carriera scientifica, ma per colmare le lacune che in Italia mi sarebbe costato troppo colmare, non essendovi una scuola

adeguata. Quelle lacune non c'erano più, avevo avuto la grande fortuna di incontrare sulla mia strada amici e collaboratori come Weisberger, Bjorken e Brandt (per non parlare di Bonifacio, Jackiw e Coleman), ero riuscito a capire alcune cose che mi sembravano importanti, a individuarne moltissime che non capivo assolutamente e su cui mi sarei dovuto, lo sapevo bene, rompere il capo. Era il settembre 1971, era giunto il momento di tornare a casa, come assistente incaricato supplente all'Università di Roma.

6.

Ma che cosa sono i quark?

Il ritorno a Roma, nell'autunno del 1971, fu un autentico shock. Mancavo da poco più di quattro anni, ma mi sembrava di essere atterrato su un altro pianeta. L'Università di Roma, dove di lì a qualche mese avrei vinto il concorso di assistente ordinario alla cattedra di Fisica superiore (detenuta allora dal compianto Marcello Conversi, uno dei maggiori fisici sperimentali italiani delle particelle) era in uno stato di perenne turbolenza, fra occupazioni, raid del collettivo di via dei Volsci, autogestioni e via sessantotteggiando. Attorno a me vi erano un mondo, un linguaggio, un modo di vivere e comportarsi che non conoscevo, e che, va da sé, non approvavo. Il mio paese, il cui ricordo negli anni americani aveva sempre il carattere di struggente nostalgia, mi mostrava un volto violento, protervo: certo non mi aspettavo che i miei coetanei vedessero nel mio ritorno un atto di amore per le radici e la cultura comuni, e mi ripagassero con la loro simpatia, ma non avrei mai potuto prevedere il loro aperto antagonismo, lo sprezzante appellativo di «amerikano», che alcuni di loro mi avevano immediatamente affibbiato. Stavamo veleggiando (si fa per dire!) negli «anni di piombo», smarriti e sconfitti, attraverso una serie di tragedie nazionali. Immergersi profondamente nella fisica appariva l'unica credibile strategia per sopravvivere: era venuto il momento di fare i conti con una domanda che si andava facendo in me sempre più pressante: Ma che cosa sono i quark?

I risultati di SLAC, lo scaling di Bjorken, la fisica del cono di luce che si stava allora imponendo erano stati tutti colpi devastanti per il programma del «Bootstrap», per la fisica della West Coast,

che il modello di Veneziano non era riuscito a riscattare. Quello che poi sarà chiamato il «modello standard» delle interazioni fondamentali stava così prendendo forma. Tutti questi sviluppi, visti nella prospettiva odierna, sterile e sonnolenta, hanno del prodigioso, e nascono da quello che ritengo il più grosso balzo concettuale della fisica degli ultimi trent'anni: il riconoscimento della natura campistica dei quark.<sup>1</sup> Infatti, solo riconoscendo che quark e leptoni sono descritti dalle stesse strutture matematiche (i campi quantistici) che obbediscono a leggi fisiche che hanno la stessa struttura generale, è stato possibile attuare l'unificazione di tutte le interazioni (gravità esclusa) cui partecipano oggetti così diversi come il protone e l'elettrone, il pione e il neutrino. E questo balzo concettuale è, a mio avviso, il frutto di un realismo di fondo, di un ritorno al credo galileiano, che non si appaga degli astuti e strumentali «hypotheses non fingo», ma brandisce le ipotesi, più articolate e dettagliate possibili, come un'arma per carpire alla natura i suoi segreti più profondi. Se, come indicava il successo dei vari modelli a quark nel descrivere le proprietà degli adroni, i quark giocano un ruolo fondamentale nella costruzione (nell'*Aufbau*, vien tentato di dire, riandando al glorioso periodo della decifrazione della tavola di Mendeleev) degli adroni, allora debbono essere oggetti reali elementari. E se sono oggetti reali elementari debbono essere descritti come gli altri oggetti elementari noti (gli elettroni e i loro parenti della famiglia dei leptoni), cioè con campi fermionici di spin 1/2, i campi di Dirac. Questo e non altro (sulla base di ciò che si conosceva allora) è l'insegnamento galileiano, che attraverso la fisica del cono di luce trova nella grande stagione della fisica altamente anelastica, iniziata a Stanford, una fondamentale corroborazione. Ma, si potrebbe obiettare, che cosa rende quark e leptoni così irriducibilmente diversi? Risponderò a questa domanda dopo un breve excursus sulla genesi e struttura del modello standard, che viene portato a compimento proprio in quel periodo, all'inizio degli anni settanta.

Come ricordavo nel capitolo 4, con i lavori di Schwinger, Feynman e Tomonaga, subito dopo la guerra l'elettrodinamica quanti-

<sup>1</sup> È quasi superfluo ricordare che è proprio questo il punto su cui la fisica della East Coast si è scontrata con quella della West Coast, che, come si vedrà, ammetterà la sconfitta solo dopo la Rivoluzione di Novembre 1974.

stica (la QED) diventa la teoria universalmente accettata delle interazioni fra particelle elementari cariche, come l'elettrone e i fotoni, i quanti del campo elettromagnetico. Fondata da Heisenberg, Dirac, Jordan, Pauli e Fermi, per citare soltanto coloro che più vi contribuirono, la QED diventa negli anni cinquanta una teoria in grado di predire con precisione alta quanto si vuole (dipende naturalmente dalla mole di calcolo che si riesce a sviluppare) il risultato di qualsiasi misura che coinvolga cariche senza struttura, descritte da campi quantistici di Dirac, e fotoni. Ad esempio si predicano le correzioni radiative al momento magnetico dell'elettrone con la precisione di una parte su dieci miliardi, che verranno confermate dopo circa vent'anni al CERN di Ginevra. Negli anni cinquanta la QED supera un ostacolo che ne aveva bloccato lo sviluppo prima della guerra, quello delle divergenze cosiddette «ultraviolette», quantità infinite che compaiono non appena si calcolino le correzioni radiative alla massa e alla carica delle particelle cariche: si chiama «teoria della rinormalizzazione» e «funziona» a patto di chiudere gli occhi su una serie di manipolazioni matematiche, prive di base logica, che fanno inorridire Dirac, il quale le rifiuterà fino alla fine. Tuttavia, il «convenzionalismo» e il «pragmatismo», che dominano la fisica teorica nella seconda metà del Novecento, guardano alla protesta del grande Dirac come a fisime di un fisico *démodé*, e tirano innanzi.<sup>2</sup> Uno degli aspetti della QED su cui si polarizza progressivamente l'attenzione dei teorici è la teoria di gauge. Su questa nozione, introdotta per la prima volta da Weyl nel 1916, e che è alla base della costruzione del modello standard, vale la pena di soffermarsi.

La rappresentazione più conveniente delle oscillazioni di un'onda è data mediante numeri complessi (cfr. box 6.1), che sono equivalenti ai punti di un piano cartesiano. A un numero complesso  $z$  sono quindi associate una lunghezza (modulo) e un angolo (fase). Un campo di Dirac può essere pensato come una quaterna di numeri complessi associata a ogni punto dello spazio  $\vec{x}$  a ogni istante  $t$

<sup>2</sup> Vedremo nel capitolo 14 come una visione realistica della struttura dello spazio-tempo alle distanze (dell'ordine della lunghezza di Planck  $a_p \cong 10^{-33}$  cm) alle quali le fluttuazioni quantistiche della gravità diventano grandi, renda questa teoria superflua, dando soddisfazione alle proteste e al rifiuto di Dirac.

Box 6.1 *Le teorie di gauge*

Nella teoria quantistica dei campi il campo i cui quanti sono gli elettroni e le loro antiparticelle i positroni, è il campo di Dirac  $\psi_\alpha(\vec{x}, t)$  (dove  $\alpha = 1, 2, 3, 4$ ), determinato da quattro numeri complessi per ogni punto spaziale  $\vec{x}$ , a ogni istante  $t$ . Un numero complesso  $z = a + ib$  può essere convenientemente rappresentato da un punto di un piano cartesiano, il piano complesso, le cui coordinate danno rispettivamente la parte reale  $a$  e la parte immaginaria  $b$  (fig. 13).

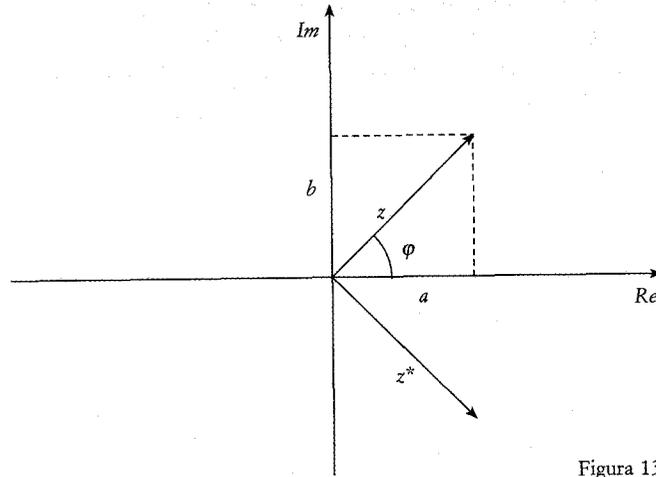


Figura 13

Al numero complesso  $z$  viene così associato un vettore del piano, il cui modulo è  $z = a^2 + b^2$ , mentre la sua fase  $\varphi$  è l'angolo che il vettore forma con l'asse *Re* (reale); si ha ovviamente

$$a = |z| \cos \varphi \quad b = |z| \sin \varphi \quad [1]$$

Si noti che il complesso coniugato  $z^* = a - ib$  si ottiene con una riflessione rispetto all'asse *Im* (immaginario), ovvero cambiando il segno alla parte immaginaria  $b$ . La coniugazione complessa non cambia il modulo; cioè

$$|z| = |z^*| \quad [2]$$

mentre inverte la fase, ovvero  $\varphi \rightarrow -\varphi$ .

Usando la formula di Eulero (cfr. box 4.2) possiamo scrivere

$$z = |z| e^{i\varphi} \quad [3]$$

da cui per quanto detto:

$$z^* = |z| e^{-i\varphi} \quad [4]$$

Sappiamo ora che, come avviene nella QED, le grandezze fisiche osservabili, l'energia, l'impulso, la carica ecc. dipendono dal campo di Dirac mediante espressioni del tipo:

$$\sum_{\alpha=1}^4 \psi_\alpha^*(\vec{x}, t) \psi_\alpha(\vec{x}, t) \quad [5]$$

e del tipo

$$\sum_{\alpha=1}^4 \psi_\alpha^*(\vec{x}, t) \nabla_k \psi_\alpha(\vec{x}, t) \quad [6]$$

(dove  $\nabla_k$  è la derivata parziale rispetto a  $x_k$ ). Se aggiungiamo ai numeri complessi del campo di Dirac  $\psi_\alpha$  una comune fase  $\alpha$ , cioè se moltiplichiamo il campo di Dirac per il fattore  $e^{i\alpha}$ , ambedue le espressioni [5] e [6] rimangono invariati poiché

$$\psi_\alpha(\vec{x}, t) \rightarrow e^{i\alpha} \psi_\alpha(\vec{x}, t) \quad \text{e} \quad \psi_\alpha^*(\vec{x}, t) \rightarrow e^{-i\alpha} \psi_\alpha^*(\vec{x}, t) \quad [7]$$

e ovviamente  $e^{i\alpha} \cdot e^{-i\alpha} = e^{i(\alpha - \alpha)} = 1$ .

Se tuttavia si moltiplicano i campi per  $e^{i\alpha(\vec{x}, t)}$ , ovvero si aggiunge una fase *diversa* in ogni punto spaziale  $\vec{x}$  e in ogni istante  $t$  - si fa cioè una trasformazione di «gauge» - solo la [5] rimane invariante, mentre la [6] acquista un termine aggiuntivo pari a

$$i \nabla_k \alpha(\vec{x}, t) \sum_{\alpha=1}^4 \psi_\alpha^*(\vec{x}, t) \nabla_k \psi_\alpha(\vec{x}, t). \quad [8]$$

Hermann Weyl scoprì che per rendere invariante per trasformazioni di fase locali (le trasformazioni di gauge) le espressioni del tipo [6] occorre introdurre un nuovo campo, il campo di gauge  $A_k(\vec{x}, t)$ , in modo che le derivate, che confrontano i valori dei campi in punti vicini, appaiano sempre nelle grandezze fisiche osservabili nella combinazione

$$\nabla_k + iA_k \quad [9]$$

e che per trasformazioni di gauge  $A_k$  si trasformi nel modo seguente:

$$A_k \rightarrow A_k - \nabla_k \alpha(\vec{x}, t). \quad [10]$$

È facile vedere che sostituendo la derivata nella [6] con la «derivata covariante» [9], e trasformando  $A_k$  secondo la [10], la nuova espres-

sione risulta effettivamente invariante. La cosa sorprendente di queste che possono sembrare astruserie è che l'elettrodinamica può essere effettivamente costruita sulla base del principio di invarianza di gauge, che impone a un campo provvisto di carica elettrica, come quello dell'elettrone di Dirac, di essere «accoppiato» a un campo  $A_k$ , il potenziale di Lorentz, che genera il campo elettromagnetico. In altre parole, il principio di gauge non solo impone che accanto alla materia provvista di una carica elettrica vi sia effettivamente un campo, quello elettromagnetico, che la sonde e vi interagisca, ma specifica completamente i modi in cui tale interazione deve avvenire. Monumento della libera creazione teorica di generazioni di fisici, portato a termine da James Clerk Maxwell, l'elettrodinamica nella concezione di Weyl diventa infine la necessaria conseguenza di un semplice e generale principio di simmetria sulla cui generalizzazione si fonda il maestoso edificio del modello standard. Infatti le trasformazioni di gauge dell'elettrodinamica appartengono a un gruppo abeliano, detto  $U(1)$ , che induce un cambiamento additivo della fase dei campi di materia, ed è quindi commutativo (o abeliano). Tuttavia il procedimento che porta a costruire una teoria di gauge, il cui gruppo è  $U(1)$ , come l'elettrodinamica, può essere generalizzato in modo del tutto naturale ai gruppi non-abeliani come  $SU(2)$  e  $SU(3)$ , che stanno alla base del modello standard. In tal modo le teorie di gauge del modello standard descrivono un universo di materia, quark e leptoni, accoppiato ai campi di gauge, come quello elettromagnetico, che rimane invariante quando evento per evento (punto per punto nello spazio-tempo) si trasformino quark, leptoni e campi di gauge mediante le trasformazioni dei gruppi di simmetria del modello standard. In altre parole, un principio di simmetria, realizzato in modo indipendente in ogni punto dello spazio e del tempo, il principio di gauge, determina le semplici leggi fondamentali che governano tutti i fenomeni conosciuti dell'universo.

(nel linguaggio di Minkowski, a ogni evento  $x$ ). Poiché la densità di carica elettrica associata all'evento  $x$  è legata ai moduli dei quattro numeri complessi associati all'evento, vien fatto di pensare che se aumentano di un valore comune le fasi di questi numeri, si opera quella che si chiama una trasformazione di fase, la fisica (cioè l'insieme delle osservazioni possibili) rimane invariante. Questo in

realtà non è vero, poiché la propagazione dell'onda implica, come abbiamo visto, l'esistenza di precise relazioni di fase fra i numeri complessi di un evento e quelli di eventi vicini. Tuttavia se si ammette l'esistenza di un campo aggiuntivo, in questo caso il campo elettromagnetico, si può cambiare la fase (il *gauge*, inglese per calibro) del campo di Dirac in ogni punto dello spazio-tempo simultaneamente a una trasformazione univocamente definita del campo aggiuntivo, detto «di gauge», in modo che la fisica non cambi, resti invariante. Questo modo di guardare alla QED può sembrare una civetteria da matematico; dopotutto la costruzione della QED è avvenuta seguendo strade completamente diverse, fondate su una solida base sperimentale. Ma l'aspetto importante di questo punto di vista sta nel fatto che identifica un principio, il principio di gauge, per costruire *univocamente* una teoria di interazione fra «materia» (il campo, i campi di Dirac) e «campi di gauge», una volta che la trasformazione di gauge sia stata identificata. Nel caso della QED, questa trasformazione, la trasformazione di fase locale (evento per evento) è la più semplice possibile, appartiene a un gruppo, detto  $U(1)$ , abeliano: un gruppo di trasformazioni che commutano, il cui prodotto non dipende dall'ordine in cui le trasformazioni sono applicate.<sup>3</sup> I gruppi  $SU(2)$  e  $SU(3)$ , che abbiamo già incontrato, non sono di questo tipo, sono cioè non-abeliani.

All'inizio degli anni sessanta la situazione delle interazioni fondamentali, come abbiamo visto, era del tutto insoddisfacente. Delle tre interazioni, note fenomenologicamente, soltanto la QED, e solo per i leptoni, appariva avere solide basi teoriche; per le altre due, le interazioni forti e quelle deboli, parlare di teoria era sicuramente un abuso di linguaggio. Fu perciò con grande emozione che nella primavera del 1968, insieme ai giovani colleghi di Princeton, lessi su «Physical Review Letters» l'articolo in cui Steven Weinberg, riprendendo un'idea di Glashow del 1962 (che a sua volta riprendeva un'idea di Schwinger), proponeva che le interazioni deboli fossero intimamente legate a quelle elettromagnetiche mediante il gruppo di gauge  $SU(2) \times U(1)$  (cioè la giustapposizione delle tra-

<sup>3</sup> Se ruotiamo il numero complesso della figura 13 con due successive rotazioni di angoli  $\alpha$  e  $\beta$ , la sua fase diverrà  $\varphi' = \varphi + \alpha + \beta$  indipendentemente dall'ordine in cui le rotazioni sono applicate. Questo non avviene per una generica trasformazione geometrica.

sformazioni di fase e di quelle di SU(2)). Questa teoria ha due implicazioni fondamentali, una per la materia, l'altra per i campi di gauge. Essa comporta che la materia debba esistere in doppietti (come il protone e il neutrone dell'SU(2) dello spin isotopico), accanto all'elettrone il neutrino dell'elettrone,  $\nu_e$ , accanto al muone il neutrino del muone,  $\nu_\mu$ , secondo lo schema:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$$

Il neutrino, ipotizzato agli inizi degli anni trenta da Pauli, è una particella molto elusiva. Simile all'elettrone, è però priva di carica elettrica (di qui il suo nome, che le fu dato da Fermi), quindi interagisce con la materia soltanto debolmente. L'esistenza di due neutrini, uno associato all'elettrone, l'altro al muone, era stata messa in luce a Brookhaven nel 1961. Per quanto riguarda i campi di gauge, la teoria prevede, oltre al fotone, altri tre campi: uno neutro (lo  $Z^0$ ) e gli altri due carichi di carica opposta ( $W^\pm$ ) di cui non si sapeva ovviamente nulla. Il grande passo avanti compiuto da Weinberg (simultaneamente e indipendentemente dal fisico pakistano Abdus Salam) era stato quello di mostrare come i bosoni potessero acquistare una grande massa senza minare le basi della teoria di gauge (come era accaduto a Glashow). Per gli adroni la teoria di Glashow-Salam-Weinberg può essere formulata soltanto attraverso l'introduzione dei quark. Come ho sottolineato più sopra, per noi della East Coast questo era ormai un fatto acquisito: eravamo pronti a trarne le conseguenze. Mentre per i leptoni si disponeva di due doppietti, per i quark c'era evidenza soltanto di quelli predetti dalla SU(3) di Gell-Mann e Ne'eman:  $u$ ,  $d$ ,  $s$ . Con tre quark a disposizione non c'è evidentemente modo di «accasarli» tutti in doppietti. La teoria dunque crolla se non esiste almeno un altro quark. Questa è la conclusione a cui giungono Glashow, Iliopoulos e Maiani che, facendo rivivere un'idea di Bjorken e Glashow di dieci anni prima, predicono l'esistenza di un nuovo quark, il quark  $c$ , provvisto di «charm». Per quanto riguarda i quark dunque lo schema a doppietto è il seguente:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$$

del tutto parallelo a quello dei leptoni, con l'unica differenza che  $d'$  e  $s'$  non sono i quark  $d$  e  $s$ , che ben conosciamo, ma sono due combinazioni «ortogonali»:

$$\begin{aligned} d' &= \cos\theta d + \sin\theta s \\ s' &= -\sin\theta d + \cos\theta s \end{aligned}$$

dove  $\theta$  è proprio l'angolo che ha reso famoso Cabibbo, che solo ora abbandona il suo ruolo di parametro fenomenologico, per incorporare una fondamentale legge della natura.

Con la predizione di un nuovo quark, il quark «con charm», e delle masse dei bosoni deboli (fra 80 e 90 GeV, circa cento volte la massa del protone) la teoria «elettrodebole» di Glashow-Salam-Weinberg prescrive alla fisica sperimentale degli anni settanta un programma obbligato (che si concluderà nel 1982 con la scoperta dei bosoni deboli al CERN). Restano da «sistemare» le interazioni forti.

Il principio di gauge, bussola ormai infallibile della fisica teorica, richiede soltanto che venga individuato il gruppo di trasformazioni di gauge. Il compito è adesso semplice: il colore introdotto da Greenberg nel 1966 si era rivelato nozione fondamentale: il gruppo non può essere che SU(3) del colore. Nasce così la cromodinamica quantistica, Quantum Chromo Dynamics (QCD), una teoria di cui è difficile identificare gli autori, essendo probabilmente apparsa sui taccuini di parecchi teorici quasi simultaneamente alla fine del 1971. Il nome, da  $\chi\rho\omega\mu\alpha$ , colore, è dovuto a Gell-Mann. Uno, due, tre: U(1)  $\times$  SU(2)  $\times$  SU(3), il modello standard è fatto! Dal lontano 1971 la teoria sostanzialmente non è più cambiata, mentre è molto cambiata la mia visione dell'universo, che su esso si fonda.

Eh già, la teoria! Ma che cosa vuol dire scrivere le equazioni fondamentali in due linee, e non conoscere il loro reale significato e quale mondo di fenomeni esse implicino? Questa è la situazione sconsolante in cui ci troviamo dopo la «scoperta» della QCD. La differenza fondamentale fra QCD e QED, dove si è giunti a dar conto di dieci cifre decimali, è che per l'elettrodinamica quantistica<sup>4</sup> si può seguire la strategia perturbativa, descritta nel capitolo 4.

<sup>4</sup> Almeno per i fenomeni che interessano i fisici delle particelle. Il discorso cambia completamente per la QED nella materia condensata, di cui avrei iniziato a interessarmi solo quindici anni più tardi.

Che ciò abbia un senso dipende dal fatto che il mondo «libero», quello cioè che viene descritto dalla teoria libera, non è affatto un mondo fittizio, lontano dalla realtà: è percorso da elettroni di spin  $1/2$ , di carica  $-e$ , e dalle loro antiparticelle, i positroni, anch'essi di spin  $1/2$ , ma di carica  $+e$ ; ci sono anche dei fotoni, che hanno massa nulla ed esistono in due stati diversi di polarizzazione. Esattamente come gli elettroni, i positroni e i fotoni che popolano il mondo fisico. Quello che cambia nel mondo reale, non-«libero», è che due elettroni che si incrociano modificano leggermente le loro traiettorie, un elettrone e un positrone che si trovano l'uno nei paraggi dell'altro hanno una probabilità, molto piccola per la verità, di scomparire emettendo due o tre fotoni a seconda dei casi, e infine un fotone che incontra un elettrone ne emerge con una frequenza leggermente diminuita, secondo le leggi dell'effetto Compton, il quale per la prima volta dimostrò che la luce è fatta di «palline», i fotoni, che nei loro moti si comportano proprio come le palline. La strategia perturbativa attraverso una ferrea gerarchia di piccole interazioni (perturbazioni) effettua quindi il passaggio dal mondo «libero» al mondo reale, e questo mediante una trattazione matematica di questi effetti (efficacemente descritti dai cosiddetti «diagrammi di Feynman») che realizza approssimazioni di accuratezza crescente, rispettando a ogni stadio le leggi della relatività e della meccanica quantistica. Il mio intenso tirocinio sul Bjorken-Drell del periodo princetoniano mi aveva convinto della profonda adesione alla realtà fisica, costruita sulle leggi della teoria quantistica dei campi, dei calcoli della QED che vi venivano svolti.

Evidentemente per la QCD le cose stanno ben altrimenti. Il mondo «libero» consiste di quark, antiquark e otto gluoni di massa nulla, come prescrive il gruppo  $SU(3)$  del colore. Nel mondo degli adroni, che ha ormai raggiunto un grado di affollamento eccezionale, non c'è nessuna traccia di queste strane particelle. La caccia ai quark, che dura dall'inizio degli anni sessanta, non ha dato alcun frutto; di quark non c'è il minimo segno, per non parlare di gluoni di massa nulla: la convinzione ormai universale è che queste particelle molto probabilmente non appartengono al mondo reale. E se non appartengono al mondo reale, che cosa diamine sono? Com'è mai possibile che, non appartenendo al mondo reale, ne influenzino così pesantemente il funzionamento? Il mio realismo, che ora è

più saldo che mai, provoca in me una ribellione intellettuale contro il convenzionalismo imperante che, senza fare i conti con l'esistenza reale dei quark, talvolta li utilizza con sorprendente leggerezza nei più svariati calcoli perturbativi.

Il grande interesse che i fisici teorici mostrano per la teoria perturbativa (Perturbative QCD, PQCD) ha origine da una scoperta del 1973, cui è stato dato il nome di «libertà asintotica» (in inglese, Asymptotic Freedom), dovuta a 't Hooft, Politzer, Gross e Wilczek, i quali dimostrano che nella PQCD l'interazione diventa più debole con l'aumentare dell'energia, talché a energie infinite la teoria diventa «libera». Poiché questa è la regione energetica rilevante nelle interazioni altamente anelastiche, ciò significa che la PQCD è in sostanziale accordo con la formulazione della fisica del cono di luce, data da Brandt e da me, fornendone una giustificazione di tipo fondamentale. Dovrei dunque essere al settimo cielo, vedendo che la teoria da noi proposta non solo riceve una importante conferma, ma fornisce anche le basi concettuali stesse di quello che viene considerato uno dei più importanti progressi della fisica delle particelle. Ma, in base a quanto ho appena detto, proprio la libertà asintotica con l'interesse quasi isterico che la circonda mi convince che la fisica a cui tante energie avevo dedicato ha ormai preso una strada profondamente errata. È pertanto mio compito incamminarmi per l'unica via aperta alle mie posizioni filosofiche, quella di dare una risposta alla domanda centrale di questo capitolo: Ma che cosa sono i quark? So di essere solo, ma di godere di un notevole patrimonio di credibilità, che pensavo mi avrebbe reso il compito molto meno duro. Su quanto profondamente mi sbagliassi nel mio ottimismo, saranno gli anni successivi ad aprirmi brutalmente gli occhi.

È alla grande conferenza di Bonn sulle interazioni elettromagnetiche, nell'estate del 1973, che colsi l'occasione di prendere commiato dalla comunità di cui ero considerato uno dei membri preminenti. Ero stato infatti invitato insieme a Bjorken a tenere una delle relazioni principali della conferenza, e in essa, dopo aver ripercorso la strada fatta dalla fisica del cono di luce, conclusi che, nonostante i notevoli successi, questo tipo di fisica era senza futuro, essendo incapace di illuminare la natura dei quark. Trattandosi di una linea di ricerca alla cui affermazione avevo contribuito con tante energie, il mio discorso deve avere avuto qualche

nota patetica (come mi ricordò, anni dopo, Nicola Cabibbo); ma la mia decisione era presa: mi sarei occupato soltanto del «confinamento» dei quark. Da buoni seguaci di Aristotele, i convenzionalisti trionfanti avevano appena coniato questo termine per «spiegare» i risultati negativi della ormai decennale caccia ai quark, rinnovando così i fasti del medico aristotelico di Molière che «spiegava» l'effetto soporifero del papavero con la *vis dormitiva* che lo caratterizzava. Ironia del caso, abbandonai la fisica del cono di luce e dei suoi comportamenti «liberi» (di cui si è trattato nel capitolo 5), proprio l'anno in cui la scoperta della libertà asintotica di PQCD segnava il trionfo di questa linea di ricerca.

Non avendo la minima idea di come attaccare la QCD (o una generica teoria quantistica dei campi) al di fuori dello schema perturbativo, che come ho appena spiegato è del tutto irrealistico, seguì l'unica strada che mi è aperta: caratterizzare nel modo più dettagliato possibile la struttura matematica delle funzioni che descrivono le correlazioni di misure «elettrodeboli» sul cono di luce. I miei interessi rimangono dunque nel campo della fisica altamente anelastica, vista però da una angolazione diversa: i quark sono i campi della QCD che necessariamente interagiscono fortemente con gli adroni e fra di loro, apparendo però privi di struttura, come prescrive la QCD, alle sonde (correnti) elettrodeboli. È inoltre relativamente semplice caratterizzare le funzioni di correlazione in modo che i quark non compaiano mai come stati iniziali o finali di questi processi dinamici, siano cioè «confinati». Le funzioni del Massive Quark Model<sup>5</sup> (MQM, come chiamo in modo decisamente poco brillante questo mio tentativo) rilevanti nei processi altamente anelastici vengono poi costruite facendo ricorso alla teoria dei processi d'alta energia, quella dei «poli di Regge», che è stata uno dei cardini del «Bootstrap», ormai in rovina. Come si vede, non faccio di certo il purista, cerco opportunisticamente di utilizzare quanto di valido è stato elaborato nella descrizione fenomenologica degli adroni e delle loro interazioni estendendolo ai

<sup>5</sup> L'origine di questo nome, il modello dei quark massivi, sta nel tentativo privo di successo compiuto ad Harvard con Sidney Coleman, in cui si ipotizzava che i quark fuori dagli adroni avessero una massa molto elevata, ragione questa della grande difficoltà di produrli e quindi di rivellarli. Il «confinamento» corrisponde a rendere la massa dei quark infinita, impedendo così rigorosamente la loro produzione e rivelazione.

quark, di cui gli adroni sono palesemente costituiti. L'unica cosa che escludo con assoluta inflessibilità è che la struttura di tali funzioni permetta ai quark di scappare dalla loro gabbia adronica e apparire liberi, come avviene per le funzioni della teoria perturbativa.

I risultati sono decisamente sorprendenti: tutto quello che la fisica del cono di luce era stata in grado di descrivere e predire viene facilmente riprodotto dal MQM, senza alcuna ipotesi di libertà asintotica, ma partendo dai risultati ben stabiliti sul comportamento delle probabilità di diffusione degli adroni ad alta energia. Non solo, ma molti altri aspetti delle interazioni anelastiche, in particolare la struttura degli stati finali, completamente al di fuori della portata della fisica del cono di luce, possono essere predetti dal MQM. È nell'ambito di uno studio di fattibilità di un acceleratore per elettroni e positroni, mai realizzato, SUPERADONE, che insieme a Raoul Gatto (che in quegli anni è tornato a Roma) dimostro che il MQM predice nell'annichilazione elettrone-positrone la produzione di adroni secondo tipiche strutture a getto (jet). Lo scetticismo su questo risultato era allora elevato (siamo nel 1972); la sua correttezza venne mostrata nel 1977 all'acceleratore SPEAR, a Stanford; oggi i jet sono il pane della fisica del LEP, il grande acceleratore di elettroni e positroni che dal 1990 è in funzione al CERN.

L'accumularsi di risultati, tutti pubblicati sulle maggiori riviste internazionali («Physical Review», «Nuclear Physics B», «Physics Letters B», «Physical Review Letters») e quindi di facile accesso alla comunità scientifica, mi lasciavano ben sperare nel futuro della linea di ricerca in cui ero ormai totalmente coinvolto. Certo, alla domanda fondamentale non ero in grado di dare una risposta basata direttamente sulla QCD, in quanto teoria quantistica dei campi, ma stavo facendo notevoli progressi nell'identificazione delle proprietà fondamentali della eventuale soluzione che, ero certo, sarebbe un giorno stata trovata, ma quando e da chi?

La mia strategia consisteva essenzialmente in questo: a un estremo c'è il mondo fenomenico, su cui si stava accumulando una quantità impressionante di informazione, all'altro c'è la teoria, QCD, conquistata attraverso l'applicazione di un principio, quello di gauge, universale e potentissimo; il compito del fisico si esaurisce quando tra i due estremi egli è stato capace di costruire una strada

comoda e accessibile a tutti che permetta di andare con «veicoli di serie» dai fenomeni alla teoria e dalla teoria ai fenomeni, in un'andata e ritorno che rende gli uomini «padroni» del mondo (adronico) che li circonda. Ora, mi era perfettamente chiaro che il terreno attorno alla QCD era assolutamente impervio, almeno per gli strumenti perturbativi che avevamo a disposizione; diversa era la situazione all'altro estremo, e i successi del MQM stavano aprendo con facilità e rapidità il cammino verso la meta. Questo mi induceva a sperare nella possibilità di scoprire un agevole percorso per giungere alla QCD, nascosto agli scout della PQCD. Ciò che sarebbe accaduto nel successivo decennio doveva darmi ragione.

Alla luce di quanto ho appena detto, appare francamente infondata la critica, che in seguito mi è stata spesso mossa, che la mia linea di ricerca fosse *alternativa* alla QCD. È certamente vero che i passi da me compiuti nel decennio 1972-82 non hanno prestato alcuna attenzione alla QCD, in quanto teoria di gauge (sin da quando ero studente, come ho raccontato nel capitolo 2, i problemi puramente matematici non hanno mai avuto per me alcun interesse), ma la mia «alternatività» si riferiva non alla QCD, ma alla QCD perturbativa. Come poteva essere altrimenti per un convinto realista galileiano?

Mentre progredivo nella descrizione e comprensione dei quark, il mondo attorno a me, l'Università di Roma, stava attraversando uno dei suoi periodi più drammatici. Spesso occupata, i corsi avevano un carattere aleatorio, la vita culturale si era praticamente arrestata: riuscivo a vincere l'isolamento in cui vivevo con frequenti viaggi all'estero (ero ancora molto popolare) e con le lunghe estati trascorse a Brookhaven, dove volevano affidarmi la direzione del gruppo teorico. Ma la mia parentesi americana si era definitivamente conclusa nel 1971, col rientro in Italia. Tuttavia continuare a lavorare a Roma era diventato impossibile, l'Università non aveva retto ai drammatici eventi che attanagliavano la società italiana: era opportuno, almeno per un po', cambiare aria. L'offerta del CERN di far parte della direzione teorica arrivò come una liberazione. Nella primavera del 1974 presi congedo dalla mia università, l'Università di Roma, dove non sarei più ritornato.

7.

You are old, Father Feynman

È con grandi aspettative che nel marzo 1974 mi appresto a lasciare Roma, alla volta del CERN. Il Centro europeo di ricerche nucleari è un laboratorio internazionale, finanziato da dodici paesi, fra cui l'Italia: sono quindi parzialmente a casa mia. Il laboratorio sta attraversando un momento particolarmente felice, gli ISR (Intersecting Storage Rings), in funzione da un paio d'anni, sono in piena attività, fornendo dati sugli urti protone-protone alle più alte energie allora accessibili (corrispondenti all'urto frontale di due fasci di 30 GeV di energia). L'SPS (il Super Proton Synchrotron) che fornirà un fascio di protoni di 500 GeV è in via di completamento in un tunnel che lambisce Cointrin, l'aeroporto di Ginevra. Di lì a poco il consiglio dei dodici paesi approverà la conversione dell'SPS in SPPS, che realizza l'idea di Carlo Rubbia di rendere il nuovo acceleratore una macchina per gli urti di protoni e antiprotoni alla favolosa energia di 650 GeV nel centro di massa. Questa macchina produrrà nel 1982 i primi eventi che confermano l'esistenza dei bosoni deboli, predetti dalla teoria elettrodebole di Glashow-Salam-Weinberg.

La posizione che il CERN mi offre è di prestigio (considerata la mia età), le attrezzature del laboratorio sono di primo piano, la vita culturale (biblioteche, seminari, incontri, pubblicazioni) di altissimo livello: sembra senza dubbio il luogo migliore in cui far progredire e affermare la linea di ricerca in cui sono impegnato.

È pur vero che fino a quel momento il CERN è stato il laboratorio dove ha dominato la concorrenza, il «Bootstrap», e che in particolare Leon Van Hove, a capo della direzione teorica, si è

distinto per il fervore con cui ha sostenuto la crociata di Chew, ma il vento sta cambiando. Il crollo infatti, come ho preannunciato nel capitolo precedente, avverrà di lì a pochi mesi.

Nel novembre 1974, due gruppi americani, uno guidato dal vecchio amico Samuel Ting (ci conosciamo e ci frequentiamo dai tempi della scuola di Brandeis, nel 1965) lavorando alla macchina di Brookhaven, l'altro guidato da Burton Richter alla macchina per elettroni-positroni SPEAR di Stanford, annunciano al mondo di aver trovato evidenza dell'esistenza di una particella dal comportamento molto strano, che viene chiamata  $J$  da Ting e  $\psi$  da Richter, e che con un'inevitabile fusione oggi si chiama  $J/\psi$ . La stranezza di questa particella è che è molto pesante, circa tre volte più del protone (3,1 GeV, quando il protone pesa 938 MeV), ma nonostante la sua massa, e quindi la grande quantità di particelle più leggere in cui può disintegrarsi, la sua vita media è oltre mille volte più lunga delle risonanze adroniche di pari massa, conosciute ormai da qualche anno.

Questo annuncio provoca ovunque una grande eccitazione. Ho un ricordo vivido dell'attività frenetica che immediatamente percorre il CERN: seminari, gruppi di studio e discussione sulla possibile natura della  $J/\psi$ . La sua vita media anomalmente lunga sembra escludere che si tratti di un adrone,<sup>1</sup> e se non un adrone che cosa può essere? Raffinando l'analisi e rendendosi conto che le interazioni forti talvolta non sono per nulla forti, la soluzione è trovata in poco tempo; la  $J/\psi$  è uno stato legato dei quark «con charm», un sistema  $c\bar{c}$ : il quark voluto disperatamente dalla teoria elettrodebole, secondo gli argomenti avanzati da Glashow, Iliopoulos e Maiani. Il quark  $c$  era stato finalmente, anche se indirettamente, scoperto.

La verifica, così inaspettata, di una predizione cruciale del modello standard, la cosiddetta universalità leptone-quark che nel settore elettrodebole ( $SU(2) \times U(1)$ ) «affaccia» ai doppietti dei leptoni quelli dei quark, provoca una vera e propria rivoluzione: la Rivoluzione di Novembre (che a differenza di quella di Ottobre dura ancora!) Le truppe di Chew sono in piena rotta e con esse l'establishment teorico del CERN: le sue scelte scientifiche tutte incentrate sulla fisica adronica si rivelano, infine, sbagliate.

<sup>1</sup> Infatti Cabibbo, Maiani e alcuni giovani collaboratori avanzarono argomenti per identificare la  $J/\psi$  con uno dei bosoni deboli (lo  $Z^0$ ) previsti dalla teoria elettrodebole.

Vedo nella fibrillazione del CERN un auspicio molto positivo per la mia linea di ricerca, e per il mio ruolo all'interno della divisione teorica, di cui sono uno dei pochissimi membri appartenenti al partito vincente. Mi getto pertanto nel mio lavoro con grande lena, curando in particolare i rapporti con i gruppi sperimentali e partecipando assiduamente al seminario della divisione teorica, in cui decido di assumere un ruolo molto attivo, facendomi un gran numero di nemici, sparsi per tutta Europa.

Come risulterà ampiamente dal seguito di questa storia, la diplomazia non è il mio forte, e questo fin da bambino, quando ricevevo molte più punizioni di quanto meritassi per la mia incapacità, direi strutturale, di dire bugie. In fondo, componente non secondaria della mia scelta di fare il fisico fu il mondo di certezze che nella mia visione di adolescente (e, per fortuna, di uomo maturo) la scienza in generale e la fisica in particolare incarnavano. E fino ad allora mi ero più volte rallegrato della scarsa incidenza che i sofismi dell'eristica (l'arte di ottenere ragione, come la chiamava Schopenhauer) avevano avuto nella mia attività e nei rapporti con i colleghi. Non so se tutto ciò dipendesse dalla giovinezza, e se sia inevitabile che nell'età matura (quando giungo al CERN ho appena compiuto trentadue anni) l'uomo non sia più difeso dallo squallore del compromesso, dalla bruttura dell'avidità, dalla violenza dell'ambizione. Ma per me è indubbio che con l'ingresso al CERN termina il periodo felice della «scienza per la scienza», e incomincia un periodo di lotte e sofferenze, dove le certezze intellettuali e la verità scientifica spesso soccombono di fronte alle armi acuminata dell'eristica e della politica.

Avendo esaurito, con i successi descritti, le applicazioni più interessanti del MQM, decido di colmare una lacuna importante del modello. Cruciale nella formulazione del MQM è l'assunzione sui comportamenti con l'energia e altre variabili cinematiche (come le masse effettive dei quark ecc.) delle funzioni che descrivono le correlazioni di correnti sul cono di luce. La teoria degli urti adronici di alta energia basata sui poli di Regge (verificata con buona precisione nella fisica adronica sviluppata al CERN e a Brookhaven) si era rivelata uno strumento adeguato e potente per andare molto oltre la fisica del cono di luce, che incomincia proprio allora a essere analizzata nell'ambito della QCD perturbativa. Tuttavia questa

teoria è una teoria fenomenologica, non ha un fondamento, è solo sostenuta dalla sua capacità di organizzare correttamente un gran numero di osservazioni sperimentali. La domanda che attende una risposta è quindi: qual è l'origine dinamica dei poli di Regge?

Per ragioni che non mette conto di elaborare in dettaglio, la risposta a questa domanda richiede la costruzione di una teoria dello spettro degli adroni. Per «spettro» (riprendendo un termine nato nella fisica atomica, dove i livelli energetici degli atomi danno luogo a «righe spettrali» di lunghezza d'onda ben definita) si intende l'insieme degli stati adronici, caratterizzati dalla loro massa, spin, carica ecc. (i cosiddetti «numeri quantici»): il protone, il neutrone, il pione, il Buddha ecc. appartengono allo spettro degli adroni. La costruzione di questa teoria richiede una caratterizzazione delle forze che agiscono fra i quark e che li «confinano» all'interno degli adroni. Ovviamente è più facile a dirsi che a farsi: di quali forze parliamo? Quelle che i gluoni mediano fra quark,<sup>2</sup> come i fotoni fra elettroni e nucleo, per costruire un atomo non «confinano», quindi non vanno bene!

Mano a mano che ci si immerge in questo problema, cresce il disagio di muoversi in un mondo privo di punti di riferimento: mai prima d'ora mente umana si era scontrata con una nozione così paradossale, contraddittoria. Il «confinamento», capolavoro dell'aristotelismo del xx secolo, ci mette per la prima volta di fronte all'idea di un «costituente» inseparabile dal «costituito», un bel funambolismo concettuale, non c'è che dire! Si potrà reclamare che un «costituente» è per definizione un oggetto che deve esistere indipendentemente e separatamente da ogni tipo di «costituito»; così è per il protone, per il nucleo, per l'elettrone, per l'atomo, per la molecola, ma non per il quark. E allora il quark non è un «costituente»; ma se non è un costituente degli adroni, che cos'è? A che serve? Purtroppo ne abbiamo bisogno perché, altrimenti, addio modello standard! E qui ricomincia il circolo vizioso, e con esso le notti insonni, le sofferenze e la frustrazione che accompagnano l'incongruo, l'incomprensibile. Vedremo più in là che questi paralogismi nascono dalla totale inadeguatezza dell'impostazione perturbativa del problema del «confinamento», da cui allora, nono-

<sup>2</sup> Come prescrive PQCD!

stante la consapevolezza dell'irrelevanza della teoria delle perturbazioni, non mi ero ancora affrancato.

Tuttavia, una volta compreso che una descrizione in termini di forze non porta da nessuna parte, non ho difficoltà a procedere: nella storia della fisica teorica c'è una grande teoria che converte le forze in proprietà geometriche dello spazio-tempo in cui si muovono le particelle: la teoria della relatività generale di Einstein.<sup>3</sup> Debbo quindi caratterizzare soltanto le regioni spazio-temporali in cui, ad esempio, un sistema  $q\bar{q}$  forma, «costituisce» un mesone di massa  $M$  e di determinati numeri quantici. La soluzione si rivela molto semplice, anche se l'approssimazione mi sembra un po' estrema. Basta assumere che i due quark non possano allontanarsi più di una distanza che cresce proporzionalmente alla massa  $M$  (con una costante di proporzionalità universale), e che in questa «sacca» (in inglese, bag) il loro moto sia quello di particelle libere, per ottenere uno spettro sorprendentemente vicino allo spettro osservato per via sperimentale. Non solo, ma utilizzando questo spettro e le caratteristiche spazio-temporali delle «sacche»<sup>4</sup> sono in grado di dimostrare il comportamento a «poli di Regge», che nel MQM era stato soltanto ipotizzato sulla base della sua validità sperimentale. Anche questo è, indubbiamente, un notevole successo, non solo a livello fenomenologico ma anche sulla strada verso la comprensione della QCD, non-perturbativa naturalmente.

Un anno (il 1975) passato a fare calcoli, anche piuttosto massicci, con il nuovo modello-giocattolo mi svela che il mondo adronico, fino allora percepito come disperatamente complesso, ha incredibili elementi di semplicità, una volta che venga descritto da campi quantistici che hanno le proprietà strutturali dei quark. Naturalmente nel modello non c'è alcuna giustificazione del *perché* le «sacche» spazio-temporali che caratterizzano gli adroni abbiano quella semplice struttura; ma del *come* questa struttura possa dar luogo alla impressionante ricchezza e complessità dello spettro e delle

<sup>3</sup> Questa idea era stata esplorata in generale alcuni decenni prima da Heinrich Hertz, che alla fine dell'Ottocento scrisse un affascinante libro sulla meccanica, che lessi avidamente agli inizi del 1975.

<sup>4</sup> Su idee simili, ma più ambiziose, si muoveva in quel periodo un gruppo del MIT, guidato da Victor Weisskopf, autore della «MIT Bag». Il mio modello veniva talvolta chiamato la «CERN Bag».

interazioni degli adroni, danno ampia e semplice illustrazione i calcoli che compio insieme a un giovane collaboratore inglese, Neil Craigie. In particolare, sto incominciando a capire la struttura degli stati finali degli urti adronici, che sono caratterizzati dalla presenza apparentemente caotica di un gran numero di adroni leggeri, come pioni, mesoni *K*, protoni, antiprotoni e barioni strani (cfr. cap. 3). C'è però una caratteristica di questi stati che sembra del tutto universale, la loro organizzazione in getti lungo la direzione degli adroni incidenti, che costringe i singoli adroni ad avere una componente dell'impulso nella direzione ortogonale al getto piccola ed essenzialmente indipendente dall'energia. La spiegazione che il modello offre è semplice: i getti di adroni leggeri non sono altro che i «rottami» della disintegrazione di stati adronici particolari, in cui i quark si muovono entro sacche dalla tipica forma di «salsiccia»,<sup>5</sup> che meglio si sovrappone geometricamente allo stato adronico iniziale.

Per il ruolo dominante della geometria nel determinare il comportamento dinamico dei quark, dò a questo modello il nome di «geometrodinamica dei quark» (Quark Geometro Dynamics, QGD). Un'altra scelta infelice; non sapevo infatti che una decina d'anni prima il fisico americano John Archibald Wheeler aveva battezzato con Geometrodynamics i suoi tentativi di dare una forma quantistica alla gravità di Einstein. Tuttavia i fatti ci sono; problemi che solo alcuni anni prima sembravano impossibili incominciano ad essere trattati con schemi concettuali semplici e con mezzi di calcolo del tutto accessibili. I risultati sono facilmente intelligibili e confrontabili con le osservazioni degli sperimentali, molti dei quali condividono l'impostazione della linea che sto sviluppando. Ed è su questo terreno che nel 1975, in un incontro a Erice in Sicilia, nasce con uno di loro (anch'egli un po' ribelle come me) un'amizizia ancora molto calda: sto parlando di Louis Dick, uno dei fondatori della fisica sperimentale del CERN.

Ma il mio vero problema, incomincio ad averne sentore, sono i fisici teorici. I più celebri, come Feynman, Gell-Mann, Weinberg, Chew e i loro allievi, hanno una grande influenza sull'accademia

<sup>5</sup> Il nome che detti a questi stati «Fire Sausages» (salsicce di fuoco) per la loro forma e per il loro acronimo FS, identico a quello di Final States, non ebbe buona accoglienza, sicché dovetti far dimagrire le «Fire Sausages» in «Fire Strings», stringhe di fuoco, salvando così l'acronimo.

americana, che ha a sua volta una grande influenza sull'accademia mondiale. Le loro scelte scientifiche sono determinanti per lo sviluppo non solo della teoria, ma anche e soprattutto dei programmi sperimentali, che in base alla loro mole («Big Science» è stata appropriatamente denominata) hanno rilevanza non secondaria anche sul piano politico-economico. Nell'osservare con stupore gli avvenimenti che segnano la Rivoluzione di Novembre, mi rendo finalmente conto che la «comunità scientifica», che fino ad allora mi era parsa (come sono duri a morire i sogni della giovinezza!) la realizzazione della «repubblica delle lettere», cui Galilei indirizzava il suo *Dialogo*, è invece la versione moderna, laica della comunità religiosa che dominò l'Università medievale. Una comunità, certamente, di grande sofisticazione intellettuale, capace di notevole progresso di conoscenze, ma che nasce con un «peccato originale»: la mente indagatrice al servizio di un'ideologia, di una visione del mondo, di interessi religioso-politico-economici che nulla hanno a che fare con la verità naturale, e che anzi, spesso, entrano in conflitto con essa. Non è un caso, comincio a rendermi conto, che il Rinascimento sia sbocciato e fiorito fuori delle università, in quel cenacolo mai più ripetuto che fu l'Accademia platonica di Marsilio Ficino; né che i più feroci persecutori di Galilei siano stati i suoi colleghi, quasi tutti ecclesiastici, delle università (in particolare gesuiti del Collegio Romano, come padre Orazio Grassi).<sup>6</sup>

L'indizio che la Big Science, di cui la fisica delle particelle è l'avanguardia, è organizzata nei modi e con le strutture della comunità aristotelica contro cui Giordano Bruno e Galileo Galilei ingaggiano alla fine del Cinquecento una lotta (perdente) senza quartiere, me lo fornisce la facilità con cui i leader del partito sconfitto (quello del «Bootstrap») confluiscono in quello che si sta configurando come il nuovo paradigma. In fondo la storia che ho fin qui narrato è solo una storia ideale, vista con gli occhi di un giovane che credeva di vivere in un mondo molto più vicino ai suoi sogni che alle prosaiche realtà con cui d'ora in poi dovrà fare maldestramente i conti. Scopro che la tensione fra «democrazia nucleare» e «aristocrazia dei quark» è stata vissuta dalla comunità

<sup>6</sup> Su aspetti poco noti del processo di Galilei, legati a questo gesuita, è di interessante lettura il libro di Pietro Redondi, *Galileo eretico*, Einaudi, Torino 1983.

scientifico in modo simile alle dispute medievali su astrusi problemi dottrinari, a volte anche molte accese, ma in fondo sempre componibili *ad maiorem Dei gloriam*. C'erano stati in quei tempi lontani, è vero, grandi personaggi come Ruggero Bacone che si erano ribellati, ma avevano fatto una brutta fine, monito efficace a non seguirne l'esempio. L'«aristocrazia dei quark» funziona? E allora abbandoniamo i giocattoli con cui ci siamo fino ad ora dilettrati e divertiamoci con i nuovi giocattoli, poiché, come insegna Poincaré sull'autorità del cardinale Bellarmino (tragico personaggio nelle vite sia di Bruno che di Galilei), le nostre teorie altro non sono che giocattoli da prendere e gettare a seconda degli orientamenti prevalenti nella comunità scientifica. È così che con un «giro di valzer» i leader del CERN si ritrovano dalla parte giusta, pronti a guidare (su istruzioni provenienti dagli Stati Uniti) il nuovo corso con le «ferree convinzioni» di sempre. A parte l'aspetto morale (che, tuttavia, come insegnava Ruggero Bacone è indissolubilmente legato alla ricerca della verità), questa rapida conversione al nuovo paradigma della maggioranza dei fisici teorici ha dal punto di vista concettuale una conseguenza molto negativa: non c'è nessun tentativo di approfondimento del significato della contrapposizione dei due paradigmi, e delle ragioni che hanno decretato la vittoria dell'uno sull'altro. Sicché il problema centrale e concettuale del modello standard dopo la Rivoluzione di Novembre, la relazione che lega i campi quantistici dei quark della QCD agli adroni, viene praticamente ignorato in favore dello sviluppo di strumenti di calcolo adatti a riconvertire rapidamente la maggioranza dei teorici alla nuova fisica. Naturalmente in questo programma di «alfabetizzazione» forzata non c'è nessuno spazio per le raffinatezze concettuali legate al problema del «confinamento», e predominano le istanze di coloro, sperimentali e teorici, che debbono rapidamente farsi un'idea «operativa» del programma di ricerca che di lì in poi dominerà la fisica delle particelle.

In tal modo la fisica degli urti altamente anelastici viene monopolizzata da due «algoritmi» di calcolo, uno semplificato – il modello a partoni – per gli sperimentali, e uno un po' più complicato – la QCD perturbativa – per i teorici. I due procedimenti sono legati molto strettamente, spartendo il punto di vista totalmente irrealistico del modello a partoni, che ho sottolineato nel capitolo 6.

L'altro aspetto comune dei due procedimenti di calcolo è la loro ambiguità e «flessibilità» per quanto riguarda il legame fra adroni e quark, su cui si costruirà con gli anni un programma di successive correzioni e adattamenti, direi, identico a quello che tenne in vita per circa millecinquecento anni una visione del cosmo, quella aristotelico-tolemaica, basata sulla posizione centrale del nostro pianeta. È su questo programma di «epicicli» che la comunità delle particelle ha finalmente ritrovato l'unità e la continuità con la comunità aristotelica, dalla cui sconfitta nacque la scienza moderna: la possibilità di adattarsi senza drammi alle sorprese di nuove osservazioni, senza doversi interrogare di continuo sulla validità delle idee di base, con buona pace, naturalmente, di Karl Popper e del suo edificante «falsificazionismo».

Mentre tutto ciò accade, senza che io ne abbia una chiara idea (che mi sarei fatto solo più tardi), proseguo per la mia strada con la baldanza che mi viene dalla messe di risultati che sto ottenendo. Implicitamente, e non solo, i miei progressi mettono in luce l'inedeguatezza scientifica dei due «algoritmi» di cui si servono i miei colleghi, cui non risparmio critiche spesso accese. È in questo clima di schermaglie, appena accennate, che nell'estate del 1976 mi reco a una conferenza a Kaysersberg, in Alsazia, alla quale partecipa Richard Feynman, che non vedo da alcuni anni. So che Feynman, come ho raccontato nel capitolo 5, è stato l'iniziatore del modello a partoni, la cui natura però ha sempre mantenuto molto vaga, per ragioni che credo pedagogiche. Non ritengo che alla sua grande intelligenza possa sfuggire l'aspetto analogico e poco realista della sua descrizione della fisica altamente anelastica. Ho già avuto modo di constatare la brutta piega che hanno preso le sue idee nell'uso leggero e mondano che ne fa la comunità, specie quella dei fisici sperimentali. Spero che finalmente Feynman faccia giustizia di tutte le strumentalizzazioni e mi sia alleato nel riportare il discorso a un dignitoso livello scientifico. È con viva attesa che mi appresto a seguire la sua relazione nell'aula affollata della conferenza. Grande è la mia sorpresa nell'apprendere che Feynman è divenuto il «demagogo» dei partoni, con tutte le concessioni possibili agli «algoritmi» che incominciavano allora a divenire popolari, e dominanti. Il mio stupore diventa via via sdegno: non può essere – mi dico – che Feynman non si renda conto di quanto è grossolana

l'immagine che presenta del mondo dei quark e degli adroni. Lo sdegno cresce e quando, finalmente, egli giunge a spiegare un effetto scoperto da poco come evidenza dell'esistenza non solo dei quark ma anche dei gluoni (i quanti del campo di colore della QCD, anch'essi «confinati»), la mia resistenza cede: alzo la mano, e presento con energia la mia obiezione. Feynman mi guarda sorpreso; non so se ricorda il giovanotto cui dieci anni prima, a Rochester, aveva manifestato approvazione, ma la sua irritazione è grande. Penso che sia molto tempo, dall'epoca forse dei suoi scontri con il coetaneo Schwinger negli anni cinquanta, che non è stato affrontato con tanta decisione, lui, Richard Feynman, il «genio» della fisica. La sua irritazione diventa rabbia, la sua risposta è sprezzante, mi tratta come uno che ovviamente non ha capito nulla. Il suo sbigottimento deve essere ancora maggiore, come quello degli astanti, quando reagisco con fermezza, avanzando l'ipotesi che il grande Feynman si sia fatto trascinare troppo dai suoi brillanti giochetti e si sia dimenticato che il mondo *non è fatto di partoni*. La seduta della conferenza volge al termine, esco dalla sala turbato, e durante una lunga passeggiata con un amico, non più fra noi, Andreas Weitsch, gli confesso accorato la pena e la delusione di non poter contare sul dialogo e la comprensione di scienziati dell'intelligenza di Feynman. Il giorno dopo un altro vecchio amico, lo sperimentale Tom Ferbel, mi regala la poesiola che sull'onda dell'emozione dello scontro del giorno precedente aveva composto nello stile di Lewis Carroll, l'eccentrico autore di *Alice nel Paese delle Meraviglie*. Ecco il testo della poesia, che venne poi stampata negli atti della conferenza:

FATHER FEYNMAN

«You are old, Father Feynman», Preparata declared,  
 «And your hair has turned visibly gray;  
 And yet you keep tossing ideas around  
 At your age, a disgraceful display!»  
 «In my youth», said the master, as he shook his long locks,  
 «I took a great fancy to sketching;  
 I drew many diagrams, which most thought profound  
 While others thought just merely fetching».  
 «Yes, I know», said the youth, interrupting the sage,  
 «That you once were so awfully clever;

But now is the time for quark sausage with chrome.  
 Do you think you can last on forever?»  
 «In your words, my young fellow», the crone did retort,  
 As his face turned perceptibly redder;  
 «In your words I detect an impatience, I'm sure,  
 Which makes me decidedly madder».  
 «You are old», quoth the youth, in his accented speech,  
 While eyeing the throne of the Master;  
 «Let me help you relinquish your sceptre next day,  
 Or would you prefer that much faster?»  
 «No thanks, Giuliano», the sage did rebuff,  
 «Enough of your own brand of sass;  
 Do you think I can listen all day to such stuff?  
 Be off. Or I'll kick-in your ass!»

Tomek Ferbelski

È interessante cercare di capire da questo testo<sup>7</sup> come la comunità percepì lo scontro. Lo stupore per lo scambio breve, ma assai duro, fra una sorta di «mostro sacro» e un «giovane leone» è certamente grande, come grande è, per la maggioranza dei fisici, il fastidio di dover in qualche modo prendere partito in uno scontro di cui non si capisce il senso. Dopo tutto uno degli aspetti che hanno caratterizzato il dopo-Rivoluzione di Novembre è la fine delle ostilità fra i due partiti e la convergenza universale sul modello standard. Inoltre si va verso un periodo in cui si intende costruire grandi macchine acceleratrici, e la quantità di denaro che la comunità scientifica si accinge a chiedere al contribuente diventa molto elevata: dare un'immagine di forte dissenso, si preoccupano gli amministratori, mette sicuramente in pericolo la realizzazione di questi programmi. Pertanto episodi come questo debbono rimanere isolati, e i trasgressori saranno messi al bando. La comunità aristotelica, che si è «ricompattata» dopo la Rivoluzione di Novembre, ha finalmente trovato i modi per ridurre al silenzio chi, in nome della verità, rimane insensibile di fronte a quell'insieme di comportamenti oggi definiti «politically correct». Naturalmente, il si-

<sup>7</sup> Parte di questa poesia compare nella biografia di Feynman di James Gleick: *Genius: the life and the science of Richard Feynman*, Vintage Books, New York 1992, tradotto da Garzanti nel 1994. Naturalmente l'occasione e il nome del giovane che vuole scalzare il vecchio sono passati sotto silenzio.

gnificato di tutto quello che ho appena descritto e commentato non mi fu immediatamente chiaro; percepii soltanto che per me cominciava un periodo di lotta non solo scientifica, e che dovevo trovare degli alleati.

Dopo cinque anni di pausa dovuti ai famigerati «Provvedimenti urgenti», nel 1974 si erano riaperti i concorsi universitari. All'ultimo concorso di fisica teorica nel 1969 che, secondo l'«antico» sistema, forniva una terna di vincitori, mi ero piazzato in nona posizione, preconizzando la vittoria di una cattedra entro due o tre anni. Ma il diavolo (e i tumulti di quegli anni) ci aveva messo la coda, e solo a metà del 1975 venni finalmente promosso professore straordinario di Fisica teorica. Essendo assistente ordinario all'Università di Roma, mi sembrava logico che venissi chiamato a una delle cattedre di Fisica teorica di quell'Università. A me, in congedo da poco più di un anno da Roma, e in piena attività nella divisione teorica del CERN, parve ragionevole cercare di mantenere ambedue i ruoli. Dopo tutto a quell'epoca gli obblighi dei professori universitari non erano molto gravosi, non c'era neppure pericolo di accumulo di stipendi poiché il CERN provvedeva a sottrarre le somme percepite in Italia dal mio salario; e infine il vantaggio di un contatto diretto col CERN per gli studenti, specie in quegli anni, era un aspetto per nulla trascurabile. Ma il preside di Facoltà, il fisico Carlo Bernardini, mi spiegò che per una grande università come quella di Roma il mio progetto era irrealizzabile e che dovevo rientrare a Roma per i tre anni di «straordinariato». Comunque, poiché riconosceva la razionalità della mia posizione, mi consigliava di cercarmi un'università più piccola dove avrei potuto con comodità attuare il mio progetto. Alla fine del mio contratto al CERN, sarei stato richiamato alla mia università. Promessa mai mantenuta.

Nell'estate del 1976 venni quindi chiamato alla cattedra di Fisica teorica dalla Facoltà di Scienze dell'Università di Bari. Cominciava ufficialmente una fase della mia vita completamente nuova. Con la cattedra di Bari mi sentii ormai fuori dal mondo spensierato e senza limiti della giovinezza, e mi accorsi per la prima volta di avere responsabilità non solo scientifiche ma anche come cittadino. Ero, come ho già detto, in cerca di alleati nella lunga battaglia scientifica che ritenevo di dover combattere.

Antonino Zichichi, che da molti anni era nello staff sperimentale del CERN, aveva fondato agli inizi degli anni sessanta una istituzione scientifica, il Centro Ettore Majorana di Erice, che costituisce tuttora un esempio nella diffusione della cultura scientifica ad alto livello. Lo conoscevo dall'estate del 1965, quando avevo frequentato per la prima e unica volta da studente la sua famosa scuola di Fisica subnucleare (dal 1969 infatti ne divenni per un lungo periodo docente abituale), e tra noi si era stabilita un'amicizia destinata a durare circa tre lustri. Nino, questo è il nome con cui era universalmente noto, aveva deciso in quegli anni che l'attività scientifica di fisico sperimentale, che aveva fino allora svolto brillantemente al CERN e a Frascati, non esauriva i suoi interessi e le sue ambizioni: voleva avere un ruolo attivo nel dirigere le scelte di politica scientifica in Italia e al CERN. Si gettò in questa impresa con impegno, dimostrando grande talento, specialmente nel muoversi nell'infido mondo della politica italiana; divenne stretto collaboratore dell'allora ministro della Ricerca Scientifica e Tecnologica Vito Scalia, che lo nominò suo rappresentante nel consiglio direttivo dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). L'INFN era in quegli anni in una crisi spaventosa; squassato dai drammatici sussulti della società italiana aveva reagito più o meno come l'università (con cui viveva in stretta simbiosi), restandone paralizzato. Nino era determinato a fare qualcosa, e aveva quindi bisogno di alleati. I nostri uffici al CERN distavano una decina di metri, e anch'io, come ho già detto, ero in cerca di alleati; il sodalizio era inevitabile. Nino convinse il ministro a nominare anche me nel consiglio direttivo dell'INFN, dove, con il nostro affiatamento, acquisimmo ben presto notevole influenza. Alle dimissioni del presidente di allora, il professor Gigli-Berzolari, Nino pose la sua candidatura e con il mio aiuto, diventato per una serie di avvenimenti determinante, venne eletto nel 1977 presidente dell'INFN.

Il successo rapido e inaspettato in un'azione essenzialmente politica (la prima in cui mi trovai coinvolto) mi diede una visione completamente errata delle forze e degli schieramenti in gioco. Nino, certamente molto abile, in un paio d'anni riuscì, con forti aiuti politici a livello nazionale, a risollevarle le sorti dell'INFN, risultato che tutti i fisici gli riconobbero ma di cui nessuno gli fu grato: strano animale l'essere umano! E con l'INFN, rinnovato e poten-

ziato, nelle nostre mani (ero diventato praticamente l'*alter ego* di Nino) potevo cercare di utilizzare il suo enorme potenziale al servizio della causa scientifica, la cui importanza e la cui urgenza mi diventavano sempre più chiare. Pensavo alla costruzione, in un'area centrale come Roma o Frascati, di un Centro nazionale di Fisica teorica dell'INFN in cui si potesse dar spazio a idee nuove, a dibattiti aperti e accesi fra linee diverse, insomma a ciò che stava diventando sempre più difficile al CERN: un contraltare assolutamente necessario allo strapotere e al conformismo della direzione teorica. Nino era entusiasta, mi incoraggiava e consigliava, elaborando con me una possibile struttura operativa; la cosa sembrava avviata verso un sicuro successo.

Ma questo progetto non poteva lasciare indifferenti coloro che, da sempre, controllano la fisica teorica europea: i bramini della direzione teorica del CERN. Due di essi, Daniele Amati e Tullio Regge convocarono a Pisa un'assemblea di fisici teorici italiani che, ovviamente, bocciò duramente e unanimemente il progetto: strana democrazia quella dei fisici teorici italiani, che non si preoccuparono neppure di invitarmi, anche soltanto per spiegare le mie proposte! Tuttavia la cosa più sorprendente di questa bocciatura fu la totale mancanza di motivazione: dopo tutto si cercava di creare nel nostro paese un centro di dibattito fra teorici e sperimentali dove si potessero affrontare i problemi al livello del CERN, dove non tutti avevano i mezzi (e le connessioni) per andare. Era una struttura culturale in più, che il nuovo INFN di Nino era in grado di offrire alla comunità nazionale, perché non approfittarne? Ma le ragioni vere erano chiaramente altre, e con una petizione plebiscitaria (anche i miei vecchi amici e colleghi romani naturalmente si accodarono) i fisici teorici italiani, reclamando una incompatibilità inesistente con il Centro Internazionale di Fisica Teorica di Trieste (l'ICTP), chiesero al presidente dell'INFN l'abbandono del progetto. Le ragioni contrarie addotte erano talmente pretestuose, e quelle a favore così forti che Nino avrebbe potuto convocare un gruppo di lavoro per esaminare obiettivamente il problema e smascherare i giochi; ma non ebbe alcuna voglia di rischiare in questa azione neppure una piccola parte del potere che, non senza sorda e tenace opposizione, stava acquisendo.

Col tramonto del Centro Nazionale di Fisica Teorica, venne definitivamente meno la mia capacità di incidere efficacemente nel dibattito scientifico della fisica delle particelle: tutto quello che avrei fatto da allora in poi era destinato a rimanere marginale, a non avere alcuna risonanza nel circuito internazionale, a essere plagiato nel modo più sfacciato: ero diventato un «eretico». Pur non essendo più i costumi quelli di alcuni secoli fa, quando per persone come me la comunità dei sapienti poteva reclamare punizioni esemplari, tuttavia nel giro di alcuni anni la mia vita familiare fu completamente distrutta da una serie di avvenimenti, che risparmierò al lettore, riconducibili all'avversione ormai generalizzata che circondava nella comunità scientifica la mia persona.

Ma non per questo il mio viaggio si interruppe; anzi, nella mia marginalità, circondato da giovani collaboratori con cui la mia posizione universitaria mi metteva fortunatamente a contatto, ebbi la possibilità di proseguire sulla strada intrapresa senza più disturbo e opposizione, nell'indifferenza generale. Nel 1980, allo scadere del mio contratto di sei anni al CERN, tornai permanentemente a Bari, dove mi concentrai sul gruppo teorico che nel frattempo avevo fondato e fatto crescere.<sup>8</sup> Non avevo altro desiderio che liberarmi di quella che era ormai diventata la mia ossessione: il «confinamento» dei quark.

<sup>8</sup> Tra le mie varie disavventure ci fu anche un'istruttoria giudiziaria per truffa aggravata ai danni dello Stato, nata da una denuncia anonima (di colleghi baresi, ovviamente) basata sul doppio incarico (ma con stipendio singolo) che, in modo del tutto legale, avevo ricoperto fino al 1980. L'istruttoria fu archiviata; rimane l'ironia che dalla sua fondazione l'Istituto di Fisica di Bari ha visto fiorire un gruppo teorico soltanto durante la mia permanenza (1976-86).

8.

## Il vuoto è tutto

La geometrodinamica dei quark (QGD) mi aveva finalmente messo sulla buona strada. Nello spostamento dell'interesse dall'interazione (le forze) fra i quark ai domini spazio-temporali, alla geometria, in cui i quark in configurazioni ben definite costituiscono gli adroni, è avvenuto quel passaggio di attenzione dal comportamento delle particelle (i quark) a quello dello spazio-tempo (lo spazio vuoto, il vuoto) che caratterizza la transizione fra meccanica quantistica e teoria quantistica dei campi. Mi è ora chiaro che parlare di quark senza parlare dello spazio vuoto, del vuoto che li circonda, è un esercizio destinato a evocare le peggiori contraddizioni, i più inestricabili paradossi, quelli che il nominalismo della nozione di «confinamento» ha cercato invano di esorcizzare (cfr. cap. 7). È quindi il vuoto della QCD che occorre studiare e comprendere, ovviamente un vuoto diverso da quello «perturbativo» della QCD perturbativa. Ma come?

Quando mi pongo questa domanda, nel 1980, so qual è il problema, ma non ho affatto una idea chiara di come affrontarlo: tutto quello che era stato fatto fino ad allora nella teoria quantistica dei campi, di cui ero al corrente, prendeva inevitabilmente le mosse dal vuoto perturbativo, ed era dunque inservibile. Seguendo la strategia di avvicinamento alla vera QCD, di cui ho parlato nel capitolo precedente, cerco di immaginare le caratteristiche più importanti del vuoto non-perturbativo della QCD nell'ipotesi, che non ho mai abbandonato, che QCD sia la teoria dei quark e degli adroni.

Durante gli anni settanta vi era stata una notevole attività teorica sulla  $QCD_2$ ,<sup>1</sup> la QCD in uno spazio a una sola dimensione. Perché tanto interesse? La risposta è banale e sottile allo stesso tempo: essendo la teoria di gauge più semplice da affrontare, può forse darci indicazioni sulla struttura della QCD. Come aveva mostrato 't Hooft, un brillante giovane teorico olandese al quale si deve la dimostrazione della «rinormalizzabilità» delle iterazioni elettrodeboli, la  $QCD_2$  aveva più di una caratteristica in comune con il mondo cui la  $QCD_4$  dovrebbe dare origine. Innanzitutto la forza che agisce fra due cariche (di colore), la «forza coulombiana», che in tre dimensioni decresce con il quadrato della distanza, in una dimensione è invece costante. Pertanto per separare due cariche che si attirano è necessario un lavoro, un'energia proporzionale alla distanza di separazione: questo altro non è che il «confinamento». Infatti per ottenere un quark libero, occorre che la sua distanza da ogni altro quark o carica di colore tenda all'infinito, e con la distanza anche il lavoro o l'energia necessari a «liberarlo» (deconfinarlo, come si dice in gergo). Nella  $QCD_2$  i quark sono i campi fondamentali che ben conosciamo, ma i loro quanti isolati divengono inosservabili a causa dell'energia infinita necessaria a separarli: una sorprendente, brillante e fisicamente trasparente caratterizzazione dell'idea di confinamento. Se fossimo dunque delle creature filiformi il confinamento non avrebbe più segreti, sarebbe naturale. Siamo invece creature tridimensionali e, a questo punto, ci resta solo la meraviglia di scoprire che quando si discenda ai quark e alle loro interazioni, un mondo di creature filiformi è molto vicino al nostro. Ma c'è di più, nella  $QCD_2$  la dinamica dei quark a piccole distanze (sul cono di luce) è quella della teoria libera, esattamente come venne postulato da Brandt e me (cfr. cap. 5) nella nostra teoria della fisica altamente anelastica.

Due proprietà così ugualmente fondamentali per la  $QCD_2$  e per il mondo osservabile colpiscono profondamente la mia immaginazione: mi pare impossibile che il confinamento e il comportamento libero a piccole distanze, proprietà semplici e fondamentali della  $QCD_2$ , paradossali e incomprensibili della  $QCD_4$ , non abbiano una

<sup>1</sup> La  $QCD_2$  o  $QCD_{1+1}$  è denotata in questo modo per ricordare che lo spazio-tempo ha due dimensioni, una spaziale e una temporale. La QCD che ci interessa è invece  $QCD_4$  o  $QCD_{3+1}$ .

radice comune. Quale? L'idea non tarda a venire; è l'estate del 1980, sto trascorrendo un paio di mesi con i vecchi amici di Brookhaven, e durante una passeggiata nei boschi attorno all'acceleratore «vedo» lo spazio attorno a me dotato oltre che di orologi, uno per ogni punto, come aveva immaginato Einstein, anche di goniometri, uno per ogni punto, che puntano in ben definite direzioni. Ammettendo che la struttura spazio-temporale si estenda a inglobare la nozione di direzione spaziale (il goniometro) «locale», per ogni evento, è possibile formulare una teoria di gauge come la QCD che è, punto per punto, identica alla  $QCD_2$ . In altre parole, possiamo usare la direzione in cui punta il goniometro per costruirvi attorno il mondo unidimensionale della  $QCD_2$ , cosa che sarebbe impossibile in uno spazio-tempo quadridimensionale privo di goniometri. Naturalmente non ho ancora la minima idea sull'origine di questo strano spazio-tempo con goniometri, che chiamo «spazio-tempo anisotropo» (Anisotropic Space-Time, AST), non so quale delle due ipotesi fra le molte possibili, valga: se l'AST sia la vera forma dello spazio-tempo, che però solo i quark possono contemplare a causa della peculiarità dell'interazione di colore; ovvero se l'AST sia una approssimazione della struttura del vuoto della QCD, sia cioè una proprietà della dinamica e non della geometria. Ma dinamica e geometria sono profondamente legate, come ci ha insegnato Bernhard Riemann, nella sua magistrale lezione di libera docenza a Gottinga nel 1854; probabilmente basta trovare la ragione per cui la dinamica della teoria elettrodebole è così diversa da quella della QCD. Anch'io, dunque, e per motivi utilitaristici, «hypotheses non fingo», lascio il problema fondamentale da parte (ma ci ritornerò quanto prima) e mi concentro sull'investigazione della teoria di gauge sull'AST, cui dò il nome di «cromodinamica anisotropa» (Anisotropic Chromo Dynamics, ACD).

L'analisi che della ACD compio negli anni successivi insieme al fisico francese Jean-Louis Basdevant e ai più giovani collaboratori dell'Università di Bari, conferma le mie attese. Lo spettro dei mesoni, che nella QGD richiedeva l'introduzione dell'ipotesi *ad hoc* che la sacca del sistema  $q\bar{q}$  si espandesse proporzionalmente alla massa, viene descritto nei dettagli con sorprendente precisione senza alcuna ipotesi aggiuntiva, mentre l'ipotesi della QGD si rivela una semplice conseguenza del «potenziale coulombiano lineare»

che caratterizza la  $QCD_2$  e quindi l'ACD. La teoria di Regge, il comportamento «libero» nella fisica altamente anelastica, alcuni aspetti particolari della struttura dei mesoni e barioni, come ad esempio i «fattori di forma» (che descrivono l'interazione con il campo elettromagnetico) vengono dall'ACD conquistati o «riconquistati», con semplicità e, soprattutto, con trasparenza e realismo. I quark (ma non i gluoni, che nella  $QCD_2$  non esistono) sono dappertutto, entrano in modo tipico e «perturbativo» (si tratta ovviamente di una nuova teoria perturbativa) in ogni aspetto della dinamica degli adroni ma non compaiono mai isolati negli stati fisicamente osservabili: il risultato negativo della caccia ai quark, corroborato da innumerevoli osservazioni, trova nell'ACD piena e realistica conferma.

Ora che sono convinto di aver finalmente trovato una approssimazione potente e realistica della QCD e di poter sviluppare senza grande sforzo una teoria completa degli adroni lungo queste linee, al mio programma manca l'ultimo e più impegnativo passo: la possibile relazione fra ACD - l'AST e il settore adronico del modello standard - e QCD.

Tra i formalismi della meccanica quantistica e della teoria quantistica dei campi di cui sono a conoscenza, il meno condizionato dagli sviluppi della strategia perturbativa mi sembra quello dell'«integrale sui cammini» (in inglese Path Integral, PI). Il formalismo del PI è stato sviluppato da Feynman subito dopo la guerra, rielaborando una splendida idea che Dirac aveva pubblicato in un giornale sovietico nel 1937. Poiché il PI avrà un ruolo cruciale nel prosieguo di questo viaggio, sarà opportuno cercare di capirne le idee fondamentali.

Fin dal tempo di Huygens, il grande fisico olandese del XVII secolo, si era rivelato utile rappresentare la propagazione di un'onda come quella di un insieme di particelle le cui traiettorie sono a ogni istante perpendicolari al «fronte» dell'onda, il luogo in cui le oscillazioni dell'onda sono «in fase», dove cioè l'argomento della funzione trigonometrica coseno (cfr. cap. 4) assume lo stesso valore (ad esempio se questo argomento è un multiplo di  $2\pi$ , stiamo osservando la propagazione delle creste dell'onda). Anche se, come abbiamo visto, la propagazione di onde classiche non implica il trasporto di particelle, già ai fisici del Seicento non sfuggì l'utilità di

questa rappresentazione mentale, che raggiunse il livello di una elegante teoria nei lavori di William Rowan Hamilton. La meccanica hamiltoniana, nella quale onde e particelle ricevono una descrizione unificata e generale, permise il grande balzo della fisica dei quanti mediante una semplice ma essenziale modifica, che il PI rende finalmente intelligibile come diremo fra poco. Fu sulla base di questa rappresentazione, che descrive il fronte di un'onda come l'«involuppo» di una miriade di particelle le cui traiettorie sono ortogonali al fronte stesso, che Pierre-Louis de Maupertuis fece una scoperta sorprendente: se associamo a ciascun tratto molto piccolo (al limite infinitesimo) di queste traiettorie una ben definita funzione della posizione e della velocità (a questa funzione si dà il nome di «funzione di Lagrange», o semplicemente «lagrangiana», dal fisico-matematico Giuseppe Luigi Lagrange), di tutte le possibili traiettorie di queste particelle fittizie sarà effettivamente percorsa quella per cui la somma delle funzioni di Lagrange lungo tutta la traiettoria, che viene detta «azione», è *minima*. In tal modo, come dimostrò Maupertuis, tutte le leggi dell'ottica discendono dal «principio di minima azione». L'aspetto più rilevante della scoperta di Maupertuis è che le leggi della propagazione delle onde, invero della meccanica (secondo quanto provò più tardi Hamilton), possono venir formulate in modo «integrale» considerando una grandezza fisica globale, l'azione, associata a una traiettoria completa. Impostazione questa differente da quella delle leggi galileoneurtoniane del moto che mettono in relazione grandezze fisiche locali, come posizione, velocità e accelerazione. Questi due aspetti sono naturalmente strettamente legati come dimostrarono, fra gli altri, Lagrange e Hamilton, ma la globalità del principio di minima azione (che ha dato anche luogo a interpretazioni mistico-teleologiche del tutto arbitrarie) si rivela la via più sicura verso le affascinanti sottigliezze della fisica dei quanti.

La costante di Planck  $h$  (o  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , più frequentemente usata) ha le dimensioni di un'azione, ovvero di un'energia moltiplicata per un tempo. È un'azione piccolissima, se pensiamo alle azioni tipiche dei corpi della nostra esperienza, parecchi joule<sup>2</sup> per secon-

<sup>2</sup> Il joule è pari a 10 milioni di erg.

do; ma è del tutto comparabile con le azioni in gioco nella fisica atomica e, come ha dimostrato Planck, quando le azioni sono dell'ordine di  $\hbar$  le leggi della meccanica classica non valgono più (pena difficoltà e paradossi insormontabili), la continuità delle sue grandezze osservabili deve lasciare il posto alla discontinuità delle osservabili quantistiche, governata da  $\hbar$ .

Consideriamo ora il sistema meccanico più semplice, un punto materiale di massa  $m$ . Dalla meccanica classica sappiamo che di tutte le traiettorie possibili che collegano il punto  $P_i$  all'istante  $t_i$  al punto  $P_f$  all'istante  $t_f$ , una sola è quella su cui il nostro punto materiale si muove, quella la cui azione è minima. Nella teoria dei quanti, essendo la particella «contemporaneamente» onda e corpuscolo, non possiamo più parlare della «presenza» del punto materiale in  $P_i$  all'istante  $t_i$  né in  $P_f$  all'istante  $t_f$ , ma soltanto dell'«ampiezza» dell'onda di probabilità in quei punti a quegli istanti: la probabilità di presenza è data dal quadrato dell'ampiezza. Com'è noto, le ampiezze delle onde obbediscono al principio di sovrapposizione: due onde che si incontrano danno luogo a un'onda la cui ampiezza è la somma algebrica delle due ampiezze. È da questa fondamentale proprietà che discendono i fenomeni dell'interferenza e della diffrazione, così caratteristici della propagazione ondosa. Pertanto nella sovrapposizione delle onde è di importanza cruciale la «fase» (l'argomento del coseno) con cui l'onda giunge nel punto in cui si sovrappone con le altre: due onde che si sovrappongono con fasi che differiscono di  $\pi$  si cancellano, interferiscono negativamente; se invece la loro fase è la stessa si sommano, e l'onda risultante ne esce rafforzata.

Abbiamo ora tutto ciò che ci serve per comprendere il significato del PI. Per ottenere l'onda di probabilità nel punto  $P_f$  all'istante  $t_f$ , generata da un'onda la cui probabilità all'istante  $t_i$  è tutta concentrata nel punto  $P_i$ , la teoria dei quanti prescrive, in accordo con la natura, di considerare tutti i cammini possibili e immaginabili che legano i due «eventi», di calcolare le azioni ( $A$ ) di ciascun cammino, di attribuire all'onda associata a ciascun cammino la fase

$$\varphi_c = \frac{A}{\hbar}$$

cioè l'azione in unità di  $\hbar$ , e di sommare le funzioni trigonometriche di fase  $\varphi_c$  di ciascun cammino. Il risultato di queste operazioni è il PI.

Box 8.1 *L'integrale sui cammini (PI)*

Come viene discusso nel testo, l'integrale sui cammini è una rappresentazione della «dinamica» quantistica basata sulla «cinematica» classica che getta una luce molto intensa sulle connessioni e sulle differenze cruciali esistenti tra fisica classica e quantistica.

La meccanica quantistica – l'abbiamo visto più volte – ha spazzato via il concetto di traiettoria di una particella che in un mondo, che per semplicità immaginiamo unidimensionale (la retta reale), si rappresenta con l'equazione

$$x = x(t). \quad [1]$$

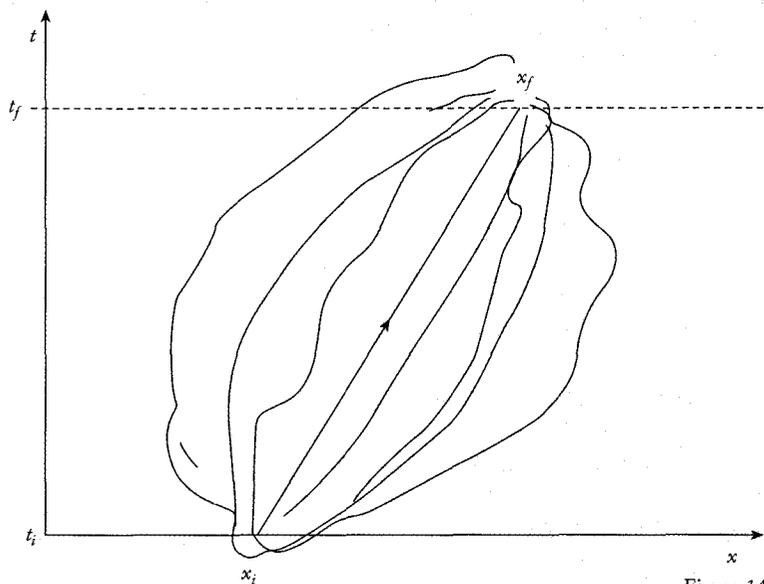


Figura 14

Nella figura 14 è disegnato un fascio di traiettorie  $x(t)$  che collega un punto iniziale  $P_i$  la cui coordinata sia  $x_i$  all'istante iniziale  $t_i$  [ $x_i = x(t_i)$ ] a un punto  $x_f$  all'istante  $t_f$  [ $x_f = x(t_f)$ ].

Vediamo ora quale uso di queste traiettorie classiche fa la meccanica quantistica, attraverso l'integrale sui cammini. La meccanica quantistica sostituisce la traiettoria  $x = x(t)$  con una «funzione d'onda»  $\psi(x, t)$  la cui struttura è quella di un campo, definito nello spazio (unidimensionale) e nel tempo, i cui valori sono numeri complessi. Alla certezza, alla determinazione della traiettoria classica – un valore

certo, ben definito della posizione  $x$  all'istante  $t$  [ $x = x(t)$ ] – la meccanica quantistica sostituisce la probabilità

$$P(x, t) = |\psi(x, t)|^2 = \psi(x, t)^* \psi(x, t) \quad [2]$$

che nell'osservazione della posizione della particella la si trovi nel punto  $x$ . In particolare, è possibile che

$$P(x_i, t_f) = 0 \quad \text{per} \quad x \neq x_i, \quad [3]$$

ovvero che la particella all'istante iniziale si trovi con sicurezza nel punto  $x_i$ ; tuttavia in tal caso il suo impulso, come vuole il principio di Heisenberg, è del tutto indeterminato, per cui le possibili traiettorie classiche che emanano da  $x_i$  (all'istante iniziale  $t_i$ ) sono un fascio infinito, un sottoinsieme del quale è rappresentato nella figura 14. Il problema che il PI risolve è di determinare quale funzione d'onda avremo al tempo finale  $t_f$ , se essa è nota all'istante iniziale  $t_i$ ; pertanto la domanda a cui il PI dà una risposta è: come determinare la trasformazione

$$\psi(x, t_i) \rightarrow \psi(x, t_f)?$$

O meglio, come si propaga «l'onda di probabilità» (equazione [3]) tutta concentrata nel punto  $x_i$  all'istante  $t_i$ , per effetto delle forze presenti nella zona di spazio-tempo situata nel futuro ( $t > t_i$ ) del punto  $x_f$ ? La risposta che, seguendo un'idea di Dirac, Feynman alla fine degli anni quaranta dà a questa domanda è semplice e sorprendente: la funzione d'onda  $\psi(x, t_f)$  si calcola considerando tutte le traiettorie classiche possibili con punto iniziale  $x_i$  e con punto finale il generico punto finale  $x_f$  (come nella figura 14). Per ciascuna traiettoria si calcola l'azione classica

$$A = \int_{t_i}^{t_f} dt L(x(t), v(t), t) \quad [4]$$

ovvero la somma (integrale) sul tempo di percorrenza della traiettoria di una funzione ben definita della traiettoria  $x = x(t)$ , della sua velocità  $v = \dot{x}(t)$  (dove  $\dot{x}(t)$  è la derivata temporale o velocità), ed eventualmente del tempo, della funzione di Lagrange o lagrangiana. Compiute queste operazioni, la funzione d'onda  $\psi(x, t_f)$  viene data dalla somma (o integrale):

$$\psi(x, t_f) = \sum_{\substack{\text{traiettorie} \\ \text{classiche con} \\ x(t_i) = x_i \text{ e } x(t_f) = x_f}} e^{i \frac{A(\text{traiettoria})}{\hbar}} \quad [5]$$

dove i «fattori di fase» di Eulero

$$e^{i \frac{A(\text{traiettoria})}{\hbar}} = \cos \frac{A}{\hbar} + i \sin \frac{A}{\hbar} \quad [6]$$

sono numeri complessi ben definiti, uno per ciascuna traiettoria. Un aspetto importantissimo della [5] è il significato che essa attribuisce al cosiddetto «limite classico», quello cioè che si ottiene quando l'azione  $A(\text{traiettoria})$  è molto maggiore della costante  $\hbar$ , cioè  $A(\text{traiettoria}) \gg \hbar$ .

A causa della natura oscillante del fattore di fase, come si evince dalla [6], che riconduce sia la parte reale sia la parte immaginaria alle funzioni trigonometriche coseno e seno, se prendiamo una traiettoria generica e sommiamo i fattori di fase (come vuole la [5]) di traiettorie molto vicine, la piccolezza di  $\hbar$  rispetto alle azioni in gioco fa sì che le fasi di queste traiettorie differiscano di valori tutt'altro che piccoli, portando a una cancellazione fra i vari termini, e quindi a un annullamento del contributo a  $\psi(x, t_f)$  di tali traiettorie.

Tutto ciò non avviene in un unico caso: quando cioè la traiettoria al cui fattore di fase sommiamo i fattori di fase di traiettorie vicine corrisponde un minimo o un massimo di  $A$  (matematicamente un estremo). In tal caso per piccole variazioni di traiettoria  $A$  rimane invariata e i contributi di traiettorie vicine invece di cancellarsi si rinforzano. Abbiamo quindi ottenuto il risultato fondamentale che la meccanica classica, le cui traiettorie sono appunto univocamente caratterizzate dalla proprietà di minimizzare l'azione, altro non è che il limite della meccanica quantistica per sistemi semplici (come un sasso) le cui azioni sono molto più grandi del minuscolo  $\hbar$ . Ciò non è però più vero quando si cerchi nella nostra descrizione fisica di recuperare la molteplicità dei corpi che ci appaiono semplici in termini dello sterminato numero dei loro costituenti atomici e molecolari. È quello che vedremo nei prossimi capitoli.

In generale il calcolo del PI è un compito che va al di là delle attuali possibilità della matematica, ma esistono metodi di approssimazione (la teoria perturbativa è uno di questi) cui i moderni computer hanno dato notevoli contributi.

Ma l'aspetto più notevole del PI è l'informazione generale che è in grado di fornire sulla struttura delle soluzioni del sistema quantistico. Ad esempio, ora è immediato comprendere l'origine dell'approssimazione classica, la fisica classica. Le azioni della fisica

classica, come ho ricordato, sono molto grandi rispetto a  $\hbar$ , le fasi dei cammini classici  $\varphi_c$  sono dunque enormi; se sommiamo le funzioni trigonometriche di due cammini che differiscono di molto poco la probabilità che si cancellino è grandissima, dando luogo a un risultato nullo. Queste cancellazioni avvengono attorno a una traiettoria generica; ma c'è una traiettoria dove ciò non accade: è il cammino la cui azione  $A$  è minima. Infatti è una proprietà fondamentale del minimo di una funzione che per piccoli spostamenti attorno ad esso la funzione rimanga invariata; pertanto attorno al cammino di minima azione c'è un rafforzamento dell'onda di probabilità, di modo che quella traiettoria è l'unica che venga percorsa con probabilità diversa da zero.

Non va poi dimenticato che il PI rivisita in chiave ondulatoria e probabilistica la totalità delle configurazioni classiche di un qualsiasi sistema dinamico, sia esso un insieme di particelle o un campo. Infatti nel PI l'evoluzione dinamica di un sistema viene descritta mediante la propagazione di «onde di probabilità» nello spazio delle configurazioni classiche, di cui abbiamo un'immediata intuizione, ma che perdono l'unicità, la «determinazione», della fisica classica, per dare luogo alle «fluttuazioni» ondulatorie, all'«indeterminazione» quantistica, governate da  $\hbar$ . Dal punto di vista del PI, la fisica classica esiste solamente in quanto fornisce lo «spazio configurazionale» in cui si propagano le onde di probabilità quantistiche. La fisica classica è pura cinematica, non è in grado di descrivere la dinamica: il mondo è stato costruito in modo fondamentalmente quantistico.

Tuttavia, le soluzioni classiche, i cammini di minima azione, conservano un ruolo di grande rilevanza nel PI e nel mondo quantistico che esso descrive. Le soluzioni quantistiche hanno sempre la caratteristica di «addensarsi» attorno a una soluzione classica, dove il principio di sovrapposizione tende a rafforzare l'ampiezza dell'onda probabilistica anche per azioni minuscole, dell'ordine di  $\hbar$ . I cammini attorno al cammino classico rappresentano le «fluttuazioni» che caratterizzano il passaggio dal mondo classico a quello quantistico, la cui struttura è pertanto fortemente influenzata dalla configurazione classica: questo è un altro degli aspetti della fisica quantistica, e della sua relazione con la fisica classica che il PI illumina in modo potente e gravido di conseguenze.

Quest'ultima osservazione ci consiglia di rivolgere l'attenzione al vuoto della QCD. Il vuoto di una teoria quantistica dei campi o Ground State (inglese per «stato fondamentale», GS) è lo stato di minima energia del sistema di campi quantistici. Un teorema generale della teoria quantistica dei campi ci informa che dato un sistema «aperto» di campi, cioè in comunicazione con un mondo esterno infinitamente più esteso, se si attende un tempo convenientemente lungo il sistema si troverà nello stato di vuoto, nel GS, indipendentemente dallo stato iniziale. Il vuoto dunque è lo stato a cui tende ogni sistema quantistico lasciato a se stesso, e questo per il ruolo fondamentale che hanno le fluttuazioni quantistiche nel dissipare nel mondo esterno l'eccesso di energia (rispetto al GS) dello stato iniziale. Il vuoto è lo stato di partenza e lo stato di arrivo di qualunque vicenda dinamica quantistica: per la teoria quantistica dei campi il vuoto è tutto. È quindi soltanto dopo aver capito e descritto (anche approssimativamente) il vuoto di un sistema di campi che un fisico quantistico può dire di avere una teoria, una strategia di calcolo da cui dedurre le proprietà dinamiche fondamentali.

Come abbiamo visto nel capitolo 4, il vuoto di un campo (o sistema di campi) «libero» ha una struttura relativamente semplice, consiste nel vuoto classico, lo stato di energia minima del campo classico, generalmente (come in QED) lo stato in cui il campo classico (il cammino classico) è dappertutto nullo; attorno a questo campo classico «fluttuano» un insieme infinito di oscillatori armonici totalmente indipendenti (incoerenti), uno per ogni modo  $\vec{k}$  del campo (o del sistema di campi), nello stato di energia minima  $\frac{1}{2} \hbar \omega(\vec{k})$  (dove  $\omega(\vec{k})$  è la frequenza del modo  $\vec{k}$ ). È a causa di queste «energie di punto zero» che l'energia del vuoto «libero» non è nulla ma infinita; tuttavia non esiste alcun modo di estrarre questa energia dal vuoto, poiché questo richiederebbe la transizione a uno stato di energie minore che, per definizione di vuoto, non esiste.

Gli stati da cui possiamo estrarre e in cui possiamo osservare energia sono «stati eccitati», che differiscono dal vuoto per il fatto che gli oscillatori armonici sono in uno stato eccitato ( $n \neq 0$ ), dando luogo alla presenza di quanti (particelle) nei modi eccitati. Questo per quanto riguarda il vuoto «libero»; nel vuoto «perturbativo»

(PGS, Perturbative Ground State) invece l'interazione accoppia debolmente i modi fra di loro, introducendo piccole perturbazioni alla struttura del vuoto «libero», cambiando la relazione di dispersione  $\omega = \omega(\vec{k})$  e quindi le proprietà di propagazione dei quanti. Tuttavia non cambia nel PGS la proprietà che tutti i cammini quantistici (le fluttuazioni, i quanti) percorsi con probabilità non nulla si trovino nei dintorni del cammino classico, il vuoto classico.

Nel caso della QCD, se si segue una strategia perturbativa è giocoforza partire dal vuoto perturbativo, attorno al quale, in base agli argomenti ora svolti, i campi fluttuano sotto forma di quanti, quark e gluoni, che percorrono liberi o quasi lo spazio in ogni direzione. Uno scenario distante anni-luce dalla realtà, che dovrebbe consigliare i fisici teorici a cercare altrove. Ma come abbiamo visto nel capitolo precedente così non era negli anni settanta e, sorprendentemente, così non è al giorno d'oggi. Cerchiamo dunque altrove, ma dove? La domanda, tuttavia, non è più così vaga e disperata come prima.

Il PI ci dice di cercare soluzioni della QCD classica, diverse dal vuoto classico. Ma, si potrebbe obiettare immediatamente, stiamo cercando il vuoto, lo stato di minima energia; se ci mettiamo a fluttuare quantisticamente attorno a un cammino classico diverso da quello di minima energia, è molto probabile che non otterremo il GS. Questa obiezione è ragionevole soltanto in apparenza, poiché l'energia del vuoto non è solo quella del campo classico attorno a cui fluttua il campo quantistico; essa riceve contributo anche dalle fluttuazioni, e le fluttuazioni possono interagire con un campo classico non-nullo con un'energia di interazione che può essere negativa, abbassando così l'energia totale. Situazioni del genere sono assai comuni; ad esempio l'ago (magnetico) della bussola si orienta in direzione del campo magnetico terrestre, perché in quella direzione l'energia totale, somma dell'energia del campo magnetico, dell'energia cinetica dell'ago (ambidue positive) e dell'energia di interazione ago-campo magnetico (negativa), è minima.

Superata questa obiezione, incomincio a cercare (siamo nel 1984) una soluzione non nulla delle equazioni classiche della QCD, che per comodità semplifico riducendo SU(3) a SU(2) e trascurando del tutto i campi dei quark; mi muovo all'interno di una teoria di

Yang-Mills pura, con gruppo  $SU(2)$ .<sup>3</sup> Dopo una breve ricerca scopro che nel 1977 un giovane studente armeno, G. K. Savvidy (allievo di una mia vecchia conoscenza, il professor Matynian dell'Accademia delle Scienze di Erevan), aveva studiato il problema che mi interessa attorno a soluzioni classiche, in cui il campo cromomagnetico è costante e punta in una direzione ben definita dello spazio e dello spazio di spin isotopico, in cui agisce l' $SU(2)$  di colore. Per i miei scopi il risultato di quel calcolo è deludente: Savvidy scopre che il campo nullo non minimizza l'energia e che quindi il PGS è instabile, tuttavia la forza del campo che minimizza l'energia è talmente debole che, non appena si considerino stati ad alta energia, il vuoto in cui questi si propagano differisce insensibilmente dal PGS. Un risultato del genere è quello di cui hanno bisogno tutti i teorici della PQCD, poiché in tal modo la loro applicazione della PQCD alla fisica altamente anelastica viene perfettamente giustificata, relegando gli effetti di un campo cromomagnetico piccolo, ma decisamente diverso da zero, ai fenomeni a lunghe distanze, in cui domina il «confinamento».

Fortunatamente per me, nel 1978 due teorici danesi, H. Nielsen e P. Olesen, scoprono nel calcolo di Savvidy un errore tutt'altro che banale: con argomentazioni in apparenza puramente tecniche quest'ultimo aveva escluso dal calcolo alcuni modi del campo di colore, che in un campo cromomagnetico esterno possiedono un'energia immaginaria. Questo è un fenomeno ben noto nella teoria delle piccole oscillazioni di un sistema meccanico, che porta a instabilità che a volte possono causare la distruzione del sistema (come il famoso ponte di Tacoma, vicino a Seattle, negli Stati Uniti, durante una tempesta di vento, immortalato da un indimenticabile documentario). Nielsen e Olesen sanno che questi «modi instabili» non possono affatto essere ignorati, come pretende Savvidy, e che debbono avere una influenza non secondaria sulla struttura del vuoto (immagino, senza provarlo, che tale struttura debba consistere di domini (cromo)magnetici filiformi come gli spaghetti, che battezzano «spaghetti-vacuum», vuoto a spaghetti), ma non osano suggerire che il loro effetto sulla PQCD possa essere devastante,

<sup>3</sup> Chen Ning Yang e Robert Mills furono i primi (1953) a considerare teorie di gauge non-abeliane.

tanto forte è la pressione psicologica che la comunità esercita. Tuttavia un risultato positivo (dal mio punto di vista) lo ottengono: il calcolo di Savvidy è erraneo, e il teorico della PQCD non può utilizzarlo per giustificare le sue strategie.

È con il progetto chiaro e definito di portare a compimento il calcolo in cui né Savvidy né Nielsen e Olesen erano riusciti, che nell'estate del 1984 incontro al CERN un giovane teorico di Catania, Maurizio Consoli. Maurizio sta applicando a una teoria di campo molto semplice (la cosiddetta  $\lambda\phi^4$ ) metodi di «calcolo variazionale» che, come aveva suggerito negli anni sessanta il fisico americano Leonard Schiff, potevano fornire un'idea sulla struttura non-perturbativa della teoria. Mi rendo immediatamente conto che tali metodi fanno al caso mio. Naturalmente l'adattamento di questi sviluppi matematici alla teoria di Yang-Mills presenta difficoltà notevolissime: propongo a Maurizio di collaborare a questo programma decisamente ambizioso. Ci tuffiamo nel calcolo con grandissima lena, e nell'autunno otteniamo un primo risultato rimarchevole.

Un calcolo variazionale nella teoria quantistica dei campi non è un procedimento matematico standard, ma un'arte. Si tratta di «indovinare» una classe di configurazioni particolari dei campi quantistici che sia abbastanza semplice per potervi calcolare osservabili fisiche, come l'energia, e che sia abbastanza generale da comprendere, fra di esse, una che si avvicini al vero vuoto, il GS. «Variando» le configurazioni all'interno della classe si deve determinare quella (o quelle) che minimizzano l'energia. Il risultato sarà tanto migliore quanto più «azzeccata» è stata la scelta della classe delle configurazioni. Maurizio e io incominciamo con la scelta più semplice, che tuttavia ci impegna in alcuni mesi di «calcolacci» da cui emergiamo con il seguente risultato: se chiamiamo  $H$  il campo (cromo)magnetico della soluzione classica, la densità di energia (l'energia per unità di volume) è data da  $E_{cl} = \frac{H^2}{2}$ , a cui occorre sommare (o sottrarre) il contributo delle fluttuazioni quantistiche (le energie di punto-zero). Minimizzando l'energia nella classe più semplice, i «modi instabili», trascurati da Savvidy, contribuiscono alla densità di energia con termine negativo  $-\frac{H^2}{4}$ , dimezzando così il contributo di  $E_{cl}$ .

Questo risultato è per me incoraggiante perché, a differenza di quello di Savvidy, è in netto contrasto con la libertà asintotica e con la PQCD che su di essa è stata costruita. Anche Consoli è molto eccitato; sebbene la sua storia sia diversa dalla mia, egli è perfettamente cosciente delle implicazioni delle nostre scoperte. È in stretto contatto scientifico con il mio antico sodale Luciano Maiani, con cui ha recentemente lavorato sulla fisica elettrodebole, e lo tiene al corrente dei nostri progressi. Cosciente dell'importanza e dell'interesse di quello che stiamo facendo, Maiani coinvolge i suoi collaboratori dell'Università di Roma in un controllo sistematico del nostro risultato, che però richiede un atteggiamento mentale e un impegno che il gruppo non sembra avere. Naturalmente, poiché così voleva la comunità, le conclusioni del team di Roma sono ortogonali alle nostre. In un articolo dal titolo provocatorio e sprezzante (*A Constant Chromomagnetic Field leads nowhere*, un campo cromomagnetico costante non porta da nessuna parte) pubblicato su «Nuclear Physics B», il team, incapace di riprodurre i conti e di trovarvi errori, si produce in argomenti che dietro la loro pretesa generalità celano una sofistica circolarità. Controbattere è facile; lo faccio però da solo in un articolo sul «Nuovo Cimento» che rimane senza risposta. Maurizio, infatti, non regge alla pressione cui i suoi amici romani lo sottopongono e, nonostante i miei tentativi di convincerlo a desistere, decide di abbandonare la collaborazione, lasciandomi oggetto dei più acidi pettegolezzi e rinunciando a una linea di ricerca alla quale avrebbe potuto dare importanti contributi.

Continuo per la mia strada – ho passato crisi ben più acute – e durante un anno sabbatico (il 1985-86), che trascorro a Frascati, completo il calcolo utilizzando una classe di configurazioni di campo più estesa, che produce un risultato sorprendente: la cancellazione dell'energia classica da parte dei «modi instabili» è ora totale. L'implicazione di questa cancellazione, la cui ragione mi fu chiara solo dopo l'ultimo incontro che ebbi con Feynman, poco prima della sua morte (come narrerò tra poco), è che lo stato che minimizza l'energia ha un campo magnetico  $H$  che diventa infinito, una configurazione totalmente non-perturbativa. Non solo, ma l'energia di questo stato è infinitamente minore di quella (infinita) del PGS. Pertanto, in base al teorema della teoria quantistica

dei campi cui ho accennato più sopra, attorno al PGS non può esistere un mondo quantistico stabile, e quindi addio PQCD. Infine, raffinando il calcolo, lo stato di minima energia, probabilmente il vero vuoto della QCD (i calcoli, variazionali, come quello che ho scelto, non danno minimi assoluti ma solo estremi superiori), si rivela essere un insieme di domini magnetici veramente filiformi, molto più sottili di quelli di Nielsen e Olesen, in continua rotazione, una sorta di liquido di strutture filiformi che battezzo «liquido cromomagnetico» (Chromo Magnetic Liquid, CML). All'interno di questi domini il campo magnetico assume valori altissimi, e una semplice analisi mostra che la dinamica dei quark all'interno di essi è esattamente quella della  $QCD_2$ .

Ho riottenuto la fisica dell'ACD, senza l'introduzione di un ipotetico (e apparentemente arbitrario) AST, i cui goniometri ora altro non sono che le direzioni che il campo magnetico assume nel particolare dominio al quale il generico punto spaziale appartiene. Il mio programma volge al termine: ora so che QCD e ACD sono la stessa teoria. Il confinamento è finalmente ricondotto nella razionalità scientifica: è un comportamento del tutto nuovo, ma non più paradossale. Inoltre, la soluzione del confinamento mostra che senza una comprensione del vuoto, dello stato di minima energia della teoria quantistica dei campi, non è assolutamente possibile descrivere fluttuazioni quantistiche «collettive», come gli adroni, che riflettono la dinamica di campi quantistici altamente «coerenti», lontani dalla situazione di incoerenza e indipendenza della teoria perturbativa. È il 1986, il viaggio sulle orme dei quark, almeno negli aspetti ideali di cui si interessa questo libro, è dunque finito; restano solo due strascichi che credo valga la pena raccontare.

Prevedendo dalla reazione piuttosto rabbiosa dei miei ex amici romani che l'opposizione scientifica al mio risultato potrebbe raggiungere livelli molto elevati, cerco di corroborarlo con calcoli numerici non-perturbativi, utilizzando una formulazione della teoria di gauge sui reticoli, dovuta a Kenneth Wilson. Con un dottorando di Bari, Leonardo Cosmai, porto a termine sul reticolo un calcolo analogo a quello che avevo svolto con metodi variazionali; il risultato, del tutto coerente con quest'ultimo, viene pubblicato (con mia grande meraviglia) sulla prestigiosa rivista «Physical Review Letters». Il lavoro è notato da un redattore dell'altrettanto

prestigiosa «Nature», che ogni settimana, nella rubrica *News and Views*, riporta commenti di esperti sui risultati più notevoli apparsi nella letteratura scientifica. Ricevo una telefonata da costui che, molto colpito dal mio lavoro, mi chiede di suggerirgli una lista di colleghi che potrebbero commentarlo. Lo faccio volentieri, anche se immagino il risultato, che il redattore mi comunica dopo un paio di settimane: nessuno di coloro che avevo indicato ha accettato l'incarico. Lo stupito e ignaro redattore, che ha un Ph.D. in fisica teorica, decide di farlo lui stesso. Non ne ho saputo più nulla. Nella comunità la censura è divenuta molto efficace e capillare.

Vengo, infine, invitato nel settembre 1987 a una conferenza sui metodi variazionali nella teoria quantistica dei campi, che si tiene su un'isoletta del Mare del Nord, poco distante da Brema, Wangeroog. Nel salire a bordo dell'aeroplanino che collega Brema a Wangeroog, rivedo Feynman, che dallo scontro del 1976 avevo rivisto una sola volta, di sfuggita, a una conferenza a Lisbona nel 1983. L'incontro è cordiale, mi appare molto provato; da dieci anni convive con un tumore all'intestino. Sono uno dei primi speaker, l'argomento è il calcolo variazionale del vuoto della QCD. Feynman ha speso gli ultimi dieci anni esattamente sullo stesso problema, pubblicando però pochissimo: evidentemente anche per un grande teorico come lui il problema è terribilmente difficile. Non ho neppure finito di descrivere il risultato che intendo dimostrare che dal fondo della sala si alza la sua voce tonante: «Wrong, completely wrong!» Di fronte allo stupore mio e degli astanti, si precipita alla lavagna e parla e scrive formule in modo frenetico per mezz'ora, esattamente il tempo che avevo a disposizione. Io, che a dire il vero non ho capito bene la sua critica, prendo le mie carte costernato e torno al mio posto con la morte nel cuore senza dire una parola. Non sono in grado di reagire come avevo fatto dieci anni prima a Kaysersberg, perché il lungo girovagare concettuale di Feynman mi ha lasciato soltanto un senso di vertigine. Sono disperato, cerco e trovo aiuto nella mia compagna, Emilia.

Dopo una notte insonne, trascorsa a passare in rassegna i punti salienti dello show del pomeriggio precedente, incontro Feynman a colazione; ha gli occhi spiritati, mi fa cenno di fare colazione con lui. Mi seggo, e la prima cosa che mi dice è che niente di quello che aveva detto il giorno prima sta in piedi: non vede nulla di sbagliato

in quello che ho fatto, anzi si congratula con me per aver trovato con la forza bruta un risultato (quello della cancellazione dell'energia del campo classico) che col senno di poi egli può derivare altrimenti e semplicemente. Non posso credere alle mie orecchie, di punto in bianco risalgo dagli abissi della disperazione a rivedere le luci di un mondo della ragione dove le verità, anche se penetrate con difficoltà e confusamente, restano saldi punti di riferimento. Feynman è turbato dalle mie conclusioni, che ribaltano e rimettono in discussione la sua impostazione del problema, pensa, spera che ci sia ancora spazio per evitare il crollo del suo sforzo decennale. Ingaggia con me un «braccio di ferro» intellettuale, passando in rassegna con sistematica minuzia i punti salienti del mio calcolo, ponendomi ben più di una domanda, a cui riesco a dare risposta solo dopo avervi riflettuto per qualche ora. Alla fine della conferenza, durata una settimana, prima di separarci Feynman ammette la solidità del mio risultato, di cui avrebbe tuttavia voluto controllare altri aspetti, e ci diamo appuntamento di lì a qualche mese. Era il 10 settembre 1987, Richard Feynman muore agli inizi di febbraio 1988. Con lui si spegne anche la mia speranza di avere dalla mia parte un grande, vero scienziato.

Con il sabbatico 1985-86 ebbe termine dopo dieci anni il mio periodo barese. Nell'autunno del 1986 venni chiamato alla cattedra di Fisica nucleare delle alte energie dall'Università Statale di Milano, dove presi servizio il 1° novembre. Il trasferimento a Milano, oggi il più grande Dipartimento di Fisica d'Italia, giungeva a un tornante importante del mio cammino intellettuale; sia il calcolo variazionale sia la sua corroborazione sul reticolo erano stati pubblicati (il primo sul «Nuovo Cimento», il secondo su «Physical Review Letters») e gli attacchi del team di Roma completamente rintuzzati in un altro articolo sul «Nuovo Cimento». La dimostrazione della sostanziale equivalenza fra ACD e QCD era anch'essa completata; occorre ora mettersi di buona lena a sviluppare ACD, ma il progetto di questo programma di ricerca era ben definito, e non sembravano esserci seri ostacoli concettuali.<sup>1</sup> In poche parole, gli adroni e la QCD non erano più l'ossessione che mi aveva assillato negli ultimi vent'anni; erano un problema risolto, ormai alle mie spalle: ero pronto a interessarmi ad altro.

La mia chiamata a Milano non era avvenuta per caso. Da molti anni operavano in quel Dipartimento di Fisica forti gruppi sperimentali di particelle, fondati da quel grande fisico sperimentale, Beppo Occhialini, che è in credito con la Fondazione Nobel di due premi, che per ragioni misteriose (l'insondabilità della politica scientifica!) non gli sono stati riconosciuti. Fiorini, Bellini e Pullia, i suoi

<sup>1</sup> Al programma collaboravano tre giovani ricercatori, Ruggero Barni, Massimo Scorletti e Marco Verpelli.

allievi più maturi, si erano resi conto che nel corso di laurea c'era una grave lacuna nella Fisica teorica, di cui i loro studenti soffrivano in particolar modo: non c'era nessuno che insegnasse loro in modo adeguato il modello standard. Pensarono dunque che io avrei potuto colmare la lacuna. Ma non avevano fatto bene i conti con i teorici di casa, che all'idea di avermi gomito a gomito sembrarono percorsi dai brividi; fu a questo punto che Rodolfo Bonifacio, vecchio amico dei bei tempi di Harvard, teorico di ottica quantistica (laser e dintorni) entrò potentemente in gioco in mio favore polverizzando l'opposizione dei teorici. A Rodolfo va la mia riconoscenza non solo per avermi sostenuto al di là delle convenienze politiche, ma per avermi consentito di lasciare l'Università di Bari, dove l'opposizione era divenuta per me insostenibile.

Nel mio nuovo ambiente, a parte gli amici sperimentali, Bonifacio è l'unico teorico con cui possa dialogare. I suoi interessi sono ora concentrati sul laser a elettroni liberi (Free Electron Laser, FEL), un dispositivo che permette la realizzazione del mitico laser a raggi X, su cui negli ultimi vent'anni si è focalizzata invano tanta ricerca. Naturalmente ci sono molti ostacoli da superare, di natura essenzialmente teorica: le caratteristiche fondamentali del fascio di elettroni, il tipo di «wiggler» (una configurazione di campi magnetici particolari in cui gli elettroni fanno lo slalom) e così via. Rodolfo me ne parla, mi mostra i suoi progressi e, come ai tempi di Harvard diciotto anni prima, mi propone una collaborazione. Accetto con entusiasmo, perché mi piacerebbe aprire il campo dei miei interessi ritornando alla fisica dei laser la cui sottigliezza avevo soltanto assaporato nella lontana primavera del 1969. Mi metto al lavoro, rendendomi immediatamente conto che la teoria del FEL, così come viene generalmente formulata, presenta difficoltà di analisi che solo grossi computer possono superare, e questo soltanto per fasci contenenti poche centinaia di elettroni, mentre in realtà il loro numero va dai 10 ai 1000 miliardi. La mia esperienza in teoria quantistica dei campi, maturata nei lunghi anni della ricerca sui quark, mi permette di formulare la teoria del FEL nel linguaggio della teoria quantistica dei campi. Posso ora usare le armi del PI per cercare di trovarne soluzioni non-perturbative e per un numero  $N$  di elettroni molto grande, al limite infinito. Notevole è la sorpresa quando, al termine di una catena di trasformazioni del problema

originale, scopro che nel limite di  $N$  molto grande il PI fornisce una soluzione «classica» del problema quantistico, senza che la costante di Planck  $\hbar$  scompaia dalle equazioni, come avviene nella meccanica classica. Il «prodigio» ha un'origine semplicissima: nelle fasi dei cammini del FEL il fattore  $N$  appare a numeratore, mentre  $\hbar$  compare a denominatore; quindi  $N$  grande ha matematicamente lo stesso effetto di  $\hbar$  piccolo, il limite classico. Si tratta dunque di scrivere le equazioni che minimizzano l'azione e di risolverle. Il primo passo è immediato, mentre il secondo, che conduce alla soluzione di un sistema di equazioni differenziali non-lineari accoppiate, richiede una certa mole di analisi matematica; ma, almeno nelle fasi iniziali del moto degli elettroni nel «wiggler», l'analisi può essere compiuta senza gravi intoppi, riproducendo fedelmente i risultati dei ponderosi calcoli numerici. Un esito di tutto rispetto.

Vado trionfalmente da Bonifacio per dargli le buone nuove e concordare un lavoro comune, visto che ciò che avevo fatto si basava strettamente sul suo lavoro. Ricevo un'accoglienza del tutto inaspettata; non avendo egli alcuna familiarità con i metodi della teoria quantistica dei campi, e tanto meno con il PI, non comprende il mio approccio, è molto sorpreso dall'enorme trasformazione che il problema ha subito e dalle equazioni che ne forniscono la soluzione: in breve, non riconosce più il suo problema e si ribella con violenza. Io, che come il lettore avrà ormai ben compreso non sono un agnellino e ho forti passioni, reagisco; ne nasce una vivace contesa terminata con la rottura, che solo dopo alcuni anni si ricomporrà.

I risultati ottenuti mi paiono degni di pubblicazione; decido quindi di inviare un articolo dal titolo *Quantum Field Theory of a Free Electron Laser* a «Physical Review A», che riceve un'accoglienza molto lusinghiera e viene immediatamente pubblicato. Intanto rifletto sulla descrizione campistica che ho dato agli elettroni del FEL e che mi ha permesso di derivare equazioni di non impossibile soluzione, evitando così il ricorso alle tecniche di simulazione del computer, la cui efficacia diminuisce con l'aumentare del numero delle particelle. Naturalmente questa descrizione è ben nota nella elettrodinamica quantistica, il campo di Dirac rappresenta infatti la sua versione relativistica (in accordo con la teoria della relatività speciale di Einstein), tuttavia i campi con cui ho familiarità nella QED sono campi la cui configurazione è molto prossima

a quella del vuoto: gli oscillatori armonici associati ai modi del campo (cfr. cap. 4) sono al «punto-zero» o, per pochi di essi, al primo livello di eccitazione ( $n = 1$ ). Nel problema che ho appena affrontato, quello del FEL, la situazione è molto diversa: ci sono alcuni modi i cui oscillatori armonici sono grandemente eccitati, i loro  $n$  sono molto elevati, una situazione simile a quella in cui si trovano i campi elettromagnetici degli ingegneri delle telecomunicazioni, quelli che vengono generati dalle loro antenne paraboliche. Certo, soltanto un eccentrico fra costoro si metterebbe a contare i fotoni che sono contenuti in quelle potenti onde elettromagnetiche, le cui caratteristiche sono così ben descritte dalla teoria classica di Maxwell, che conosce soltanto le ampiezze (legate alla radice quadrata del numero di fotoni) e le fasi  $\varphi$  dei differenti modi del campo. Infatti la trasmissione e la ricezione di informazioni richiedono opportune modulazioni di ampiezze e di fasi di particolari modi elettromagnetici mediante cui vengono codificate le informazioni. Senza ampiezze e fasi ben definite niente radio, niente TV, niente telefonini cellulari, e via dicendo. La fisica dei quanti pone però delle limitazioni precise al numero  $n$  di fotoni esistenti in un modo e alla sua fase  $\varphi$ , simili a quelle del principio di Heisenberg, che si possono esprimere:

$$\Delta n \Delta \varphi \geq \hbar,$$

dove  $\Delta n$  è l'indeterminazione del numero dei fotoni (o del quadrato dell'ampiezza) e  $\Delta \varphi$  è l'indeterminazione della fase.

Se consideriamo gli stati della QED familiari ai fisici delle particelle, dove il numero dei fotoni è ben definito, si ha che  $\Delta n = 0$  e di conseguenza  $\Delta \varphi$  è illimitatamente grande, la fase è completamente indeterminata. Questi stati in cui non si può parlare di una fase ben definita si dicono giustamente «incoerenti», perché non sarà possibile combinarne diversi in modo da rinforzare le singole ampiezze e ottenere forti fenomeni ondulatori. Il mondo fisico descritto da questi stati è un mondo di palline (quanti) le cui interazioni si riducono a semplici urti: il mondo tipico della fisica dei gas. Gli stati con cui ho a che fare nella teoria del FEL, come ho detto, sono stati con grandi valori di  $n$  e quindi con grandi dispersioni  $\Delta n$ , che secondo il principio di indeterminazione fase-numero hanno fasi ben definite e si avvicinano molto a quelli degli inge-

gneri delle telecomunicazioni: sono stati «coerenti», hanno cioè caratteristiche prevalentemente ondulatorie, esattamente come le onde elettromagnetiche della TV.

Portato dal semplice fluire di questi argomenti vedo i familiari elettroni, le palline quantistiche della QED perturbativa (che, a differenza della PQCD, nella fisica delle particelle è una buona teoria), subire nella fisica del FEL una metamorfosi affascinante, in cui perdono completamente la loro individualità per diventare un oggetto ai miei occhi del tutto nuovo: un campo d'onde di materia, esattamente come il fascio di un laser è un campo d'onde di luce. Ma la cosa che più mi colpisce è che proprio da questa metamorfosi ha origine la proprietà fondamentale del FEL di dar luogo a una radiazione di tipo laser, coerente, di lunghezza d'onda che può divenire piccola come quella dei raggi X. Le mie equazioni lo indicano chiaramente: nella dinamica del FEL tutti gli elettroni si comportano nello stesso modo, oscillano all'unisono con il campo elettromagnetico che generano volteggiando nel «wiggler», e così facendo amplificano per un fattore  $N$  ( $N$  è il numero degli elettroni coerenti) il numero di fotoni che sono in grado di emettere. È la situazione che Robert H. Dicke aveva contemplato nel suo articolo del 1953 (su cui lavorai con Bonifacio nel 1969, come ho ricordato nel capitolo 4), e a cui aveva dato il nome di «superradianza». Un vero e proprio jackpot, non c'è che dire, da un problema senza dubbio interessante ma che non prometteva certo, almeno a me, l'incontro con idee e nozioni che assorbiranno di lì in poi così profondamente la mia attenzione e i miei interessi.

Ma gli incontri fortunati con ricercatori di Milano non sono ancora finiti. Durante un mio seminario sul FEL al gruppo teorico di Milano, Emilio Del Giudice mi invita ad applicare le mie idee alla fisica dell'acqua. Come abbiamo visto nel capitolo 4, Emilio si era interessato a lungo con Fubini di problemi connessi col modello di Veneziano e il programma di Chew. Alla Rivoluzione di Novembre, Emilio, in forte crisi, si trova a Copenaghen, ospite del Niels Bohr Institutet e decide di abbandonare la fisica delle particelle per dedicarsi alla scienza che si trova ai confini tra la fisica e la biologia, attività che incomincia a perseguire al suo arrivo a Milano nel 1976, come ricercatore dell'INFN. Emilio è convinto che la teoria quantistica dei campi possa giocare un ruolo molto importante

nel costruire un ponte, allora del tutto inesistente, tra fisica e biologia. Nell'andare in questa direzione egli è in completo contrasto con le posizioni espresse da Niels Bohr nel suo libro *I quanti e la vita* (e non è questo l'unico elemento di disaccordo). Nei dieci anni che separano la sua «conversione» dal nostro reincontro a Milano, Emilio si è mosso su parecchie strade ma apparentemente nessuna lo soddisfa pienamente. Come mi doveva confessare più tardi, il mio seminario sembra fargli calare la benda dagli occhi: da allora è il mio più stretto collaboratore.

Il lavoro sull'acqua che ebbe avvio dal seminario, insieme agli sviluppi degli anni successivi e al rapporto di questi con uno degli «scandali» della scienza moderna, la «memoria dell'acqua», saranno l'argomento del prossimo capitolo; nelle pagine restanti di questo vorrei delineare i contorni filosofici del programma di ricerca che in modo sempre più chiaro vedo emergere dai miei studi.

«Ricostruire la materia» potrebbe essere il titolo, oltre che di questo capitolo, anche del programma di ricerca che mi vede impegnato dall'ormai lontano 1987. Per capire a che punto dello sviluppo della scienza moderna esso si situi occorre andare indietro di almeno un secolo. Nella seconda metà del XIX secolo si assiste a uno scontro senza quartiere fra due punti di vista o paradigmi, il «termodinamico» e l'«atomista». Essi si basano su due concezioni della materia opposte e inconciliabili: da una parte i termodinamici come Mach, Ostwald e le loro scuole i quali avevano una visione olistica della materia, che consideravano esaustivamente descritta dalle leggi generali della termodinamica, e vedevano nelle ipotesi atomistiche arbitrari elementi metafisici, estranei alla visione «operazionale» di Mach, per cui dalla fisica va bandita ogni nozione che non sia radicata nell'osservazione.<sup>2</sup> Dalla parte avversa gli atomisti, come Maxwell e Boltzmann, che vedevano nelle regolarità delle leggi chimiche il realizzarsi delle antiche idee di Democrito ed Epicuro, in cui l'infinita varietà delle forme della materia risulta dalla incessante combinazione e separazione di costituenti elementari, gli atomi. Agli uni le varie forme della materia apparivano uniche nel loro comportamento globale in accordo con le leggi della ter-

<sup>2</sup> Purtroppo Ernst Mach aveva una nozione troppo restrittiva degli strumenti di osservazione ammissibili, che limitava ai cinque sensi.

modinamica, agli altri apparivano invece il prodotto di un immenso mecano, i cui pezzi elementari, gli atomi, si uniscono e si separano mediante opportuni «uncini» che si agganciano e si sganciano. Un mondo di globalità infinitamente differenziate per gli uni, un mondo di infiniti marchingegni meccanici costruiti con un numero limitato di pezzi per gli altri. Con gli esperimenti di Rutherford, agli inizi del Novecento, e con il sorgere della meccanica atomica di Niels Bohr e di Arnold Sommerfeld, la contesa si risolse di netto; il partito dei termodinamici, e con esso la visione olistica della materia irriducibile alla somma di parti elementari, riportò una sconfitta definitiva.

Da allora il paradigma atomista ha dominato incontrastato tutta la scienza, non solo la fisica. I suoi successi sono stati notevolissimi: la spiegazione della tavola di Mendeleev, la scoperta del nucleo atomico, quella delle particelle elementari e non, fino all'individuazione dei quark e del loro peculiare confinamento. L'idea che la materia sia successivamente scomponibile e che le sue proprietà siano tutte riconducibili a quelle dei suoi costituenti, con l'accumularsi dei successi del paradigma atomista e del programma di ricerca da esso ispirato, si radica potentemente nella visione moderna della materia, non solo inanimata. L'odierna dominanza della biologia molecolare nel campo della materia animata è infatti un'altra delle conseguenze del predominio del paradigma atomista, come vedremo meglio nel capitolo 15.

La lunga catena di successi teorici e sperimentali che ha portato alla formulazione e alla corroborazione del modello standard testimonia agli occhi dei più che per comprendere la materia occorre «smontarla» e scoprirne le leggi mediante l'osservazione dell'interazione di un piccolo numero di costituenti fondamentali, che possono essere sempre pensati come entità individuali, come i pezzi del mecano. Neppure la paradossalità del confinamento dei quark scuote questa convinzione, che relega il confinamento a un problema puramente «tecnico», e riconquista l'individualità dei quark mediante la libertà asintotica e la QCD perturbativa. E per quanto riguarda l'ordinaria materia condensata, liquida e solida, nessuno dubita che essa sia descritta dalle leggi della QED, tuttavia nello «smontaggio» di questa, secondo le indicazioni del paradigma, sono le palline, gli atomi e le molecole a occupare il punto focale:

la globalità del sistema è persa una volta per tutte. E nel ricostruire la materia a partire dalle palline della QED, del complesso sistema fisico che, fra l'altro, permette di inviare segnali elettromagnetici nello spazio siderale, non rimane che la parte elettrostatica, quella che dà modo a un elettrone di legarsi a un protone, per formare un atomo di idrogeno, a due atomi di unirsi in una molecola, a più molecole semplici di formare una macromolecola. Un pezzo di materia, una volta smontato alla ricerca dei costituenti come appunto vuole il paradigma atomista, viene rimontato come un qualsiasi congegno meccanico a partire dai pezzi elementari, come un orologio a partire dalle varie rotelle, lancette e bilancieri.

Questo era l'atteggiamento all'indomani del successo di Rutherford, Bohr e Sommerfeld, questo è l'atteggiamento che domina ancor oggi, nonostante la scoperta della superconduttività (calda e fredda), della superfluidità, dell'effetto Mössbauer, della fusione fredda,<sup>3</sup> di cui i pionieri del paradigma atomista non avevano alcun sentore.

Quando nella soluzione del problema del FEL mi imbatto per la prima volta in un campo di materia (gli elettroni) «coerente» e ne noto gli effetti sorprendenti nell'interazione con il campo elettromagnetico, incomincio a sospettare che queste configurazioni, completamente trascurate nella visione corrente, possano invece essere di grande importanza nel problema che d'ora in poi sarà al centro della mia attenzione: ricostruire la materia.

Nella prospettiva storica che ho tratteggiato più sopra vediamo dunque che fu ed è insostenibile l'atteggiamento degli olisti (che diede origine a una feroce contesa fra Mach e Boltzmann finita con il suicidio di quest'ultimo) i quali rivendicano la globalità di un pezzo di materia, senza riconoscere alcuna dignità all'esigenza di investigarne pezzi sempre più piccoli alla ricerca dei «costituenti ultimi». D'altra parte nella ricerca dei «costituenti ultimi» vediamo altresì che si generano delle attese che la natura può ben deludere, come l'idea che i costituenti della materia scomposta siano «gli stessi» della materia integra, cioè abbiano le stesse proprietà,

<sup>3</sup> Nei capitoli successivi avremo occasione di familiarizzarci con questi strani fenomeni, che la fisica della materia condensata generalmente accettata ha insormontabili difficoltà a comprendere.

siano governati dalle stesse forze a cui sono soggetti nello stato di decomposizione. Il lungo viaggio che ho appena compiuto nell'universo dei quark e degli adroni mi ha lasciato un patrimonio, accumulato con tanta fatica e sofferenza, che utilizzerò con larghezza negli anni successivi: la consapevolezza dell'illusoria ragionevolezza della libertà asintotica, dell'idea che scendendo a scale spazio-temporali molto minori di quelle del sistema fisico di partenza esista un mondo di costituenti liberi, indipendenti dalla natura del sistema da loro costituito. Come nella fisica della QCD, a causa della struttura del vero vuoto così diversa da quella del vuoto perturbativo, i quark non acquistano mai una natura indipendente dagli adroni così è possibile che, in certe condizioni, ciò avvenga nella QED anche per i costituenti (elettroni, ioni, atomi, molecole) della materia condensata.

Mano a mano che progredisco sulla strada iniziata con il problema del FEL mi si chiariscono le linee del programma di ricerca in cui sono impegnato: sto cercando di operare una sintesi dei due programmi rivali della fine dell'Ottocento. Il modello standard, culmine del «programma atomista» del Novecento, fornisce un panorama completo, almeno alle scale spazio-temporali cui sono interessato, la sua struttura teorica è fuori discussione, come pure i suoi campi fondamentali; ciò su cui può concentrarsi creativamente la ricerca sono dunque nuove classi di soluzioni, altamente non-perturbative, dove i campi fondamentali ricevono realizzazioni fisiche completamente diverse da quelle ben conosciute e asintoticamente libere della teoria perturbativa. È in queste nuove soluzioni, come la fisica dei quark e degli adroni mi ha insegnato, che la globalità, la «coerenza» di un sistema materiale trova piena soddisfazione; che le intuizioni olistiche del programma termodinamico, secondo cui «il tutto è più e diverso dalla somma delle parti», vengono riconquistate a un «riduzionismo» completamente nuovo, il riduzionismo della teoria quantistica dei campi, dove i sistemi più complessi e sottili obbediscono a leggi universali semplici. È in questo nuovo riduzionismo, basato su campi quantistici che permeano tutta la realtà spazio-temporale, che il programma che desidero svolgere si contrappone all'aristotelismo dominante, il cui riduzionismo si basa invece sui quanti, asintoticamente liberi, di questi campi, e che in tal modo non si libera dai ceppi concet-

tuali della teoria perturbativa e dei suoi «uncini» (forze di portata spaziale dello stesso ordine di grandezza costituenti, come le forze elettrostatiche). Avendo ben definito i «paletti» filosofici del mio nuovo corso scientifico posso tuffarmi nelle profondità di un universo che avevo abbandonato con i miei studi universitari per le ragioni illustrate nel capitolo 2.

10.

## Sorella acqua

Francesco d'Assisi la chiamò sorella, così legata, così necessaria all'uomo. L'acqua, circa tre quarti (in peso) del nostro corpo, è l'elemento chimico più familiare e ubiquo: senz'acqua la vita in noi e attorno a noi si spegne inesorabilmente. Che cos'ha di così eccezionale questa sostanza, che nei sogni e nelle congetture dei primi scienziati, sulle rive del mare Egeo, è uno degli elementi fondamentali dell'universo?

Il chimico, il termodinamico possono elencare un gran numero di proprietà eccezionali dell'acqua: il suo alto calore specifico rende i bacini d'acqua essenziali nello stabilizzare il clima; la sua alta temperatura di ebollizione (100 °C, a pressione atmosferica) la mantiene allo stato liquido alle temperature del corpo umano; la sua alta costante dielettrica assicura l'esistenza allo stato ionico (carico positivamente o negativamente) di molti composti chimici in essa disciolti, la cui importanza biologica è da tutti riconosciuta e da nessuno compresa. E la lista potrebbe continuare.

Per il fisico invece l'acqua,  $H_2O$ , è una piccola molecola composta da due atomi di idrogeno e un atomo di ossigeno, disposti spazialmente secondo una struttura a compasso che ha al vertice l'ossigeno e ai capi delle due asticelle gli idrogeni (fig. 15). L'angolo del compasso è  $104^\circ$ , un po' maggiore di un angolo retto. Il raggio di questo minuscolo compasso, che è circondato da una nuvola di elettroni leggerissimi (l'elettrone è circa duemila volte, 1840 per la precisione, più leggero del nucleo più leggero, il protone) e che assume la forma di una sfera un po' schiacciata ai poli, di cui il compasso occupa il piano equatoriale, è molto piccolo,  $1,25 \text{ \AA}$ , circa il dop-

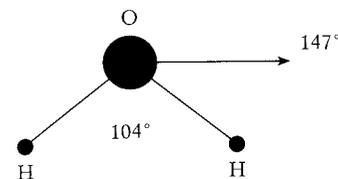


Figura 15  
La molecola d'acqua nello stato di gas.

pio del raggio del più piccolo degli atomi, l'atomo di idrogeno. L'unica caratteristica che rende questa piccola molecola degna di una certa nota è lo sbilanciamento fra cariche positive (i protoni e il nucleo dell'ossigeno) e quelle negative (gli elettroni che le neutralizzano) che fa sì che essa abbia un momento di dipolo elettrico abbastanza grande e si orienti quindi in un campo elettrico esterno. Questo l'identikit della molecola acqua, com'è possibile controllare con grande precisione facendo bollire l'acqua ed esaminando con i moderni strumenti della fisica atomica e molecolare il vapore, l'acqua allo stato gassoso, in cui le molecole si trovano in media a una distanza dieci volte maggiore di quella del liquido. Un identikit piuttosto anonimo e insignificante per un attore fondamentale del dramma della vita.

È proprio questa incongruenza fra la visione del fisico e quella del chimico e del biologo che convinse Emilio Del Giudice a porre l'acqua al centro dei suoi interessi di fisico con inclinazioni di biologo. Peraltro, nel 1984 Emilio aveva scritto con il fratello Nicola, affermato medico omeopatico di Napoli, un libro in cui l'aspetto fisico e quello medico del ruolo fondamentale dell'acqua nel farmaco omeopatico vengono affrontati con grande entusiasmo e dottrina. Tuttavia i suoi tentativi di andare oltre la molecola d'acqua, per giungere a descrivere sistemi composti di un numero macroscopico di queste molecole (il portentoso numero di Avogadro  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ ), l'acqua, non dovevano averlo molto soddisfatto, se vide immediatamente nel mio seminario sul FEL uno spiraglio di luce per il problema che gli stava a cuore.

Naturalmente l'universo in cui Emilio mi invitava a entrare era per me completamente nuovo, ma la mia esperienza «eretica» nel mondo dei quark e degli adroni mi permise di capire immediata-

mente i termini del problema: com'è possibile che una molecola così insignificante si componga in un corpo macroscopico, l'acqua, dalle tante proprietà essenziali e incomprensibili? La risposta, come abbiamo visto nel capitolo precedente, è contenuta nella visione filosofica che mi sono formato a partire dagli sviluppi del FEL. Si trattava soltanto di trovare un modello dinamico di partenza adeguato. Come vedremo, quello che Del Giudice e io scegliemmo e su cui si basa il lavoro pubblicato da «Physical Review Letters» nel 1988 dal titolo *Water as a free Electric Dipole Laser*, non era giusto, ma i suoi risultati qualitativi, che rimangono validi, indicavano che eravamo sulla buona strada. Ma per capire i termini del problema occorre che ci soffermiamo sulla struttura e sul significato fisico delle nuove soluzioni non-perturbative dell'elettrodinamica quantistica su cui mi ero imbattuto nell'analisi del FEL.

Come abbiamo visto nel capitolo precedente, la novità, almeno per me, emersa dal lavoro sul FEL consiste nella metamorfosi della materia (nel FEL gli elettroni) da insieme di palline a campo d'onde, in cui sarebbe vano cercare di riconoscere gli oggetti elementari della meccanica quantistica.<sup>1</sup> Il campo d'onda, definito in una determinata zona di spazio, funzione del tempo (esattamente come i campi della fisica classica), secondo il suggerimento illuminante del PI è la descrizione naturale di un insieme di quanti che, attraverso l'interazione con modi particolari del campo elettromagnetico, raggiungono elevati livelli di coerenza, si muovono cioè in fase o, più elementarmente, compiono tutti gli stessi movimenti. Nel caso del FEL, ad esempio, gli elettroni nel «wiggler» finiscono tutti per fare lo slalom lungo le stesse traiettorie su cui si muovono nello stesso modo, formando ben precisi grappoli (bunch, in inglese) che si adattano alla lunghezza d'onda del modo del campo elettromagnetico da essi irraggiato. Ed è proprio la coerenza fra il moto all'unisono degli elettroni e le oscillazioni dei campi elettrici e magnetici della luce che emerge dal FEL che dà a questa l'intensità e la coerenza tipiche del laser.

A dire il vero, situazioni fisiche di questo tipo sono alla base di un dispositivo, il laser, che data dagli anni cinquanta; sarebbe natu-

<sup>1</sup> È qui che la teoria quantistica dei campi diventa indispensabile per una corretta comprensione dei fenomeni quantistici, soppiantando la meccanica quantistica (cfr. cap. 14).

rale pensare che dopo più di trent'anni tutto ciò sia completamente chiaro almeno agli esperti del campo, e che quindi il mio entusiasmo sia quello tipico del neofita che «scopre l'acqua calda». Eppure così non è; come dovevo verificare negli anni successivi,<sup>2</sup> alla fisica del laser manca tuttora una descrizione adeguata del comportamento della materia (atomi oscillanti fra due determinati livelli energetici) che si accoppia alla luce emessa. La descrizione campistica che introduco colma una lacuna che avrà le conseguenze che vedremo.

Dagli sviluppi del FEL emerge naturalmente la struttura generale delle soluzioni non-perturbative, che chiamerò di «coerenza elettrodinamica». Perché si abbia coerenza elettrodinamica occorrono dunque i seguenti «ingredienti»:

- 1) un sistema materiale, cioè un insieme di oggetti elementari identici (atomi, molecole, ioni, elettroni);
- 2) uno spettro energetico discreto; ovvero gli oggetti elementari debbono avere livelli energetici discreti, come accade per gli atomi, le molecole e per gli innumerevoli «oscillatori» che si formano nella materia condensata.

Quando questo avviene, e avviene quasi sempre, le fluttuazioni quantistiche di questi oggetti attorno al livello di minima energia (ovvero le loro transizioni ai livelli eccitati, che durano il tempo limitato stabilito dal principio di Heisenberg) risuonano coi modi del campo elettromagnetico di frequenza  $\omega$ , tale che  $\hbar\omega = \Delta E$ , dove  $\Delta E$  sono le differenze discrete di energia fra il livello di minima energia e gli stati eccitati. Questo fenomeno è del tutto analogo alla risonanza fra il campo elettromagnetico e le oscillazioni di un'antenna radio: le onde elettromagnetiche emesse hanno la medesima frequenza delle oscillazioni elettriche dell'antenna. Che l'analogia fra le transizioni tra livelli energetici di un atomo e le oscillazioni di un'antenna sia del tutto ragionevole si può riconoscere in questo modo: nella transizione da un livello a un altro l'atomo cambia forma e così la disposizione delle sue cariche; il tempo, il periodo di questo cambiamento è, secondo il principio di Heisenberg,  $\hbar/\Delta E$ ,

<sup>2</sup> Mi riferisco alla collaborazione del 1995 con Flavio Fontana, ricercatore di ottica quantistica alla Pirelli Cavi. Mediante la nuova visione della materia siamo riusciti a comprendere alcune stranezze rivelate sperimentalmente da Fontana nei suoi laser a fibre ottiche, che potrebbero avere potenzialità molto interessanti.

quindi l'atomo si comporta come una minuscola antenna capace di emettere alla frequenza  $\omega = \Delta E/\hbar$ .

Fin qui nessuna sorpresa, sono nozioni in circolazione dai primi anni del Novecento, quando Bohr e Sommerfeld dettero una spiegazione più o meno corretta del fatto che gli atomi emettono soltanto luce di certe frequenze, hanno cioè uno spettro discreto. Le cose si fanno molto interessanti allorché le antenne di una particolare frequenza, a causa del loro maggiore accoppiamento al modo del campo elettromagnetico di pari frequenza, incominciano a scambiarsi messaggi elettromagnetici in modo da sincronizzare (mettere in fase) le loro oscillazioni (transizioni), che sono all'unisono con il campo elettromagnetico di questa miriade di messaggi, la cui ampiezza di conseguenza aumenta rapidamente. Avviene così una transizione straordinaria dal vuoto perturbativo, in cui materia e campo elettromagnetico compiono le loro «oscillazioni di punto-zero» indipendentemente e incoerentemente, a un nuovo stato fondamentale (in inglese Coherent Ground State, CGS) dove materia e campo elettromagnetico compiono grandi oscillazioni in fase, in una configurazione in cui la materia acquista carattere pienamente ondulatorio e il campo elettromagnetico raggiunge grandi ampiezze, come quello degli ingegneri delle telecomunicazioni.

Com'è mai possibile, ci si può chiedere, che il sistema materia più campo passi *spontaneamente* da uno stato, il vuoto perturbativo, dove si trovano nello stato di minima energia, al CGS dove ambedue sono in uno stato altamente eccitato? Non si viola così la generale legge di conservazione dell'energia? È possibile che queste semplici domande in passato abbiano sbarrato ad altri la strada della coerenza elettrodinamica, ma io le affronto avendo alle spalle l'analisi del vuoto della QCD, dove si era verificata una situazione del tutto simile. La risposta quindi è semplice: l'energia di interazione è negativa e sovracompensa l'energia positiva (rispetto al vuoto perturbativo) delle configurazioni sia della materia sia del campo elettromagnetico. La transizione è pertanto spontanea perché il CGS è il vero stato fondamentale, la sua energia è inferiore a quella del vuoto perturbativo, proprio come nella QCD!

Le equazioni da cui emergono queste soluzioni per me del tutto nuove e inaspettate contengono un'altra conseguenza sorprendente, com'è facile scoprire. I modi del campo elettromagnetico le cui

ampiezze vengono grandemente amplificate hanno tutti la stessa frequenza  $\omega$ , uguale a quella delle antenne atomiche; le loro lunghezze d'onda saranno anch'esse tutte uguali, pari a  $2\pi/\omega$ . Se ricordiamo che la lunghezza d'onda misura la distanza tra due creste o due ventri dell'onda, ci rendiamo immediatamente conto che lo spazio viene diviso in tanti domini, ciascuno delle dimensioni della lunghezza d'onda  $\lambda = \frac{2\pi}{\omega}$ , entro cui il campo elettromagnetico e il campo di materia si evolvono coerentemente. Questi domini, cui è stato dato il nome di «domini di coerenza» (in inglese Coherence Domains, CD), rappresentano la regione spaziale più piccola in cui ha luogo l'evoluzione dinamica coerente di campo elettromagnetico e materia; la sua dimensione è unicamente determinata dalla frequenza  $\omega$ . Nel CD osserviamo un'altra metamorfosi concettuale affascinante: la conversione di una cadenza temporale in una scansione spaziale.

Con le linee portanti del nuovo programma di ricerca abbastanza chiaramente delineate ci mettiamo al lavoro; è la primavera del 1988. Come dicevo, il primo passo consiste nell'individuare fra le innumerevoli antenne di  $H_2O$  quella responsabile, nelle condizioni termodinamiche giuste, della transizione da vapore a liquido. Evidentemente questo passo fondamentale richiede un po' di tentativi, di *trial and error* come dicono gli inglesi; e noi il nostro errore lo commettiamo con grande rapidità e baldanza. Anche noi ci lasciamo influenzare dalla caratteristica meno comune della piccola molecola, il suo considerevole momento di dipolo elettrico, e pensiamo che esso debba avere a che fare con le rimarchevoli proprietà del liquido. Un dipolo elettrico rotante è certo un'antenna che emette alla frequenza di rotazione: basta quindi costruire il campo di materia che inglobi queste caratteristiche, accoppiarlo ai modi opportuni del campo elettromagnetico, risolvere le equazioni del PI, e la teoria è fatta. Scopriamo così che soltanto a una certa temperatura la molecola lascia lo stato gassoso, asintoticamente libero, per affogare nel mare del liquido, dove ruota con una ben determinata frequenza, in sintonia con tutte le altre molecole e con il campo elettromagnetico, in uno stato mille volte più denso di quello del vapore. Questa temperatura è una semplice funzione della frequenza di rotazione, della densità del liquido e della grandezza del dipolo elettrico.

«L'acqua, come un laser di dipoli liberi» è il titolo che diamo a questo lavoro, che inviamo senza illusioni a «Physical Review Letters», e che – lo abbiamo già ricordato – sorprendentemente viene accettato per la pubblicazione. Con questo titolo vogliamo sottolineare la natura coerente dello stato liquido dell'acqua, proprio come quella degli atomi di un laser che, come suggeriamo nelle conclusioni, può dare all'acqua eccezionali proprietà di risposta a segnali elettrici che vi vengono inviati. Quest'ultimo aspetto è per Emilio particolarmente suggestivo, tenuto conto dei suoi interessi per l'omeopatia e per il ruolo dominante dell'acqua nei farmaci omeopatici.

Qualche mese più tardi, nell'estate del 1988, scoppia il «caso Benveniste». Jacques Benveniste, immunologo di fama internazionale, direttore di una delle unità dell'INSERM (Institut National de la Santé et de la Recherche Médicale) pubblica sulla rivista «Nature» insieme alla sua équipe un articolo sugli effetti biologici di farmaci ad altissima diluizione, tanto diluiti in acqua da non contenere più neanche una molecola del farmaco originario. I risultati positivi che Benveniste ottiene, in modo del tutto riproducibile, sembrerebbero dunque confermare le idee di Hahnemann, fondatore della medicina omeopatica; la comunità medica internazionale è in stato di grande agitazione. Il contrattacco è immediato, autorità e premi Nobel medico-biologici si affrettano a dichiarare che non c'è alcuna base scientifica per i risultati del gruppo dell'INSERM e che quindi si deve inevitabilmente concludere che sono frutto di qualche errore, più o meno sottile. Inoltre Jacques, di cui Emilio e io diventeremo presto amici, lascia entrare nel suo laboratorio a controllare i suoi esperimenti un improbabile team scientifico composto da Maddox, ex fisico teorico direttore di «Nature», da Randi, un illusionista che a suo dire ha smascherato il piegacucchiari Uri Geller, e uno strano personaggio del National Institute for Health la cui professione è scoprire frodi scientifiche nel campo biomedico. Il risultato dell'investigazione di questo terzetto, che viene dopo un paio di mesi pubblicato con gran risalto su «Nature», è che si tratta di un abbaglio poiché gli esperimenti di Benveniste non hanno *tutti* successo. Una strana conclusione, che condannerebbe la gran parte degli esperimenti biomedici. Nonostante le proteste di Benveniste, le sue controdeduzioni alle argomentazioni di Maddox

e compari, il verdetto di condanna nella comunità scientifica è unanime: l'«affaire Benveniste» è un imbroglio.<sup>3</sup>

Poiché la condanna di Benveniste non si basa su un'analisi accurata dei fatti sperimentali, ma solo sulla pretesa che, non essendoci alcun fondamento teorico, i risultati riportati da Benveniste debbono essere erronei, Emilio e io pensiamo di venirgli in soccorso utilizzando la nostra analisi dell'acqua. Ovviamente non siamo affatto sicuri della completa correttezza del nostro lavoro, ma possiamo affermare con certezza una cosa: che gli argomenti avanzati con tanta sicumera dai critici di Benveniste si basano su una visione della materia condensata, animata e non, del tutto inadeguata, e nel caso dell'acqua del tutto sbagliata. Quanto poi alla teoria delle osservazioni di Benveniste, siamo ancora a uno stadio troppo rudimentale del nostro programma per poter avanzare ipotesi.

Prendiamo contatto con Benveniste e sulla base del nostro lavoro gli spieghiamo l'inadeguatezza teorica degli argomenti dei suoi critici. Jacques naturalmente è molto contento di trovare un aiuto insperato da parte di fisici, dalla cui categoria erano partiti gli attacchi più accesi: nascono così un dialogo e un'amicizia destinati a durare nel tempo.

Un'analisi più accurata del laser a dipoli elettrici liberi ci convince che il modello da noi prescelto è soltanto un piacevole giocattolo che non assomiglia per nulla all'acqua. In particolare le frequenze di rotazione sono troppo basse, sicché i domini di coerenza sono troppo grandi, più grandi delle dimensioni delle cellule, implicando che l'acqua dentro le cellule sia incoerente e questo non ci persuade affatto. Occorre cercare antennine di più alta frequenza.

Il nostro intervento contro i nemici di Benveniste ci procura un gran numero di nemici nel mondo scientifico e accademico, ma eccita anche la curiosità di qualche individuo particolare, con inclinazioni ed esperienze nel campo delle cosiddette medicine alternative. Uno di questi, Ivan Bono, studente di fisica a Torino, viene un giorno a trovarci a Milano manifestandoci il suo interesse a laurearsi con una tesi sulla fisica dell'acqua. Cogliamo la palla al balzo, è l'occasione buona per trovare finalmente l'antennina giusta e co-

<sup>3</sup> Tutta la storia è narrata con rigore e brio in un libro di Michel Schiff: *Un cas de censure dans la science; l'affaire de la mémoire de l'eau*, Albin Michel, Paris 1994 [tradotto da Andromeda nel 1998 con il titolo *La memoria dell'acqua. L'omeopatia e la battaglia delle idee nella nuova scienza*].

struire una buona e realistica teoria dell'acqua. Il lavoro di Bono si rivela eccellente: scartabella una quantità di lavori sulla spettroscopia dell'acqua e trova infine uno spettro di frequenze interessanti, quello delle transizioni degli elettroni della molecola d'acqua. C'è in particolare una transizione tra lo stato fondamentale, a forma di palla schiacciata ai poli, a uno stato alquanto bitorzoluto di energia 12,06 eV, che ha tutte le caratteristiche per dar luogo a una fisica interessante. In particolare il dominio di coerenza di questa transizione è dell'ordine di 1000 Å, almeno dieci volte più piccolo di una cellula media, quindi perfettamente accettabile. Partendo da questa antennina il percorso si rivela in discesa: si trova immediatamente che il volume critico dell'acqua (la densità al di sotto della quale l'acqua non può essere liquida) è dell'ordine di un terzo della densità media dell'acqua (1 grammo per centimetro cubo), poiché per densità minori le equazioni del PI, che d'ora in poi chiameremo «equazioni di coerenza» (in inglese Coherence Equations, CE), non hanno alcuna soluzione. Ecco finalmente una spiegazione semplice e realistica di fenomeni che, pur essendo noti, sono rimasti incomprensibili. Si calcola il guadagno energetico nello stato di liquido rispetto allo stato (perturbativo) di vapore, e si scopre la temperatura di ebollizione al valore giusto. Si capisce perché l'acqua ha un massimo di densità non alla transizione al ghiaccio (a 0 °C a pressione atmosferica) ma a 4 °C, una proprietà fondamentale che permette al ghiaccio di galleggiare sull'acqua. Ciò è dovuto alla decomposizione dell'acqua in due fluidi: uno composto dai CD in cui l'acqua è coerente e ha densità minore; l'altro dalle molecole d'acqua che per effetto della temperatura hanno evaporato dai CD e riempiono gli interstizi fra di essi, quest'acqua è più densa. La variazione con la temperatura della frazione dell'acqua interstiziale, unita alla variazione della sua densità è in grado, secondo i nostri calcoli, di spiegare lo strano fenomeno.

La descrizione a due fluidi dell'acqua, che emerge in modo naturale e obbligatorio dalle equazioni della coerenza, me ne rendo conto durante questa analisi, ha una storia di almeno cent'anni. Fu Röntgen, lo scopritore dei raggi X, che alla fine dell'Ottocento, per spiegare alcune strane proprietà termodinamiche dei soluti nell'acqua, trovò conveniente ipotizzare che l'acqua consista di due tipi di fluido, con caratteristiche diverse. Con l'avvento della mecca-

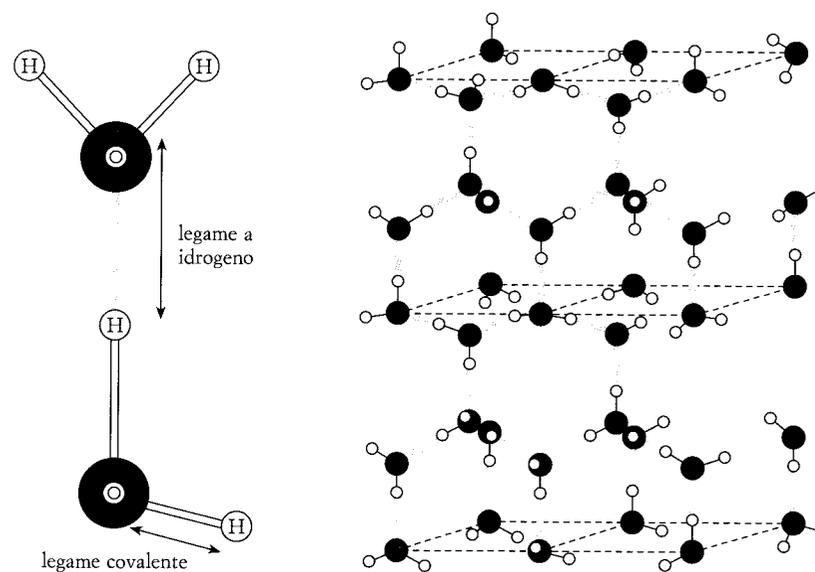


Figura 16

Legame a idrogeno tra molecole d'acqua.

nica quantistica, negli anni trenta i fisici inglesi Bernal e Fowler che si occuparono dell'acqua alla luce della nuova teoria, trovarono l'idea di Röntgen ridicola, giacché violava in modo patente il «rasoio di Occam»: <sup>4</sup> in che modo un insieme di molecole identiche poteva separarsi in due fluidi, in due categorie con proprietà diverse? Ora lo sappiamo; alcune molecole sono «in fase» fra loro e con il campo elettromagnetico, altre per effetto delle fluttuazioni termiche e del disordine (entropia) ad esse associato perdono il passo, non sono «in fase» e riprecipitano nel vuoto perturbativo in cui si trovavano nello stato di vapore. Occam e il suo rasoio possono stare tranquilli.

L'analisi della struttura dell'acqua mediante i metodi moderni basati sui raggi X e i neutroni ha fornito forte evidenza che l'acqua consiste di una rete di molecole tenute insieme da un «legame a idrogeno». Il legame a idrogeno (fig. 16) è caratterizzato da una

<sup>4</sup> Assunto metodologico del grande filosofo scolastico Guglielmo di Occam, secondo cui non si devono postulare entità inutili («entia non sunt multiplicanda sine necessitate»). Un «rasoio» affilatissimo per ogni barba e baffi posticci.

stretta direzionalità spaziale, cosa completamente incomprensibile se, come vuole la fisica della materia condensata generalmente accettata, la molecola d'acqua nel liquido è la stessa del vapore, la cui forma è, come sappiamo, una palla schiacciata. Tuttavia, pur di «salvare i fenomeni»,<sup>5</sup> i nuovi aristotelici non si sono risparmiati «epicicli» e, aiutati dai nuovi potentissimi computer, sono riusciti a dar conto anche di questo introducendo potenziali di interazione intermolecolare fra i più fantasiosi e che nulla hanno a che fare con la patata a cui assomiglia la molecola  $H_2O$ . Ma nell'ultimo numero del 1993 di «Nature» leggo, quasi per caso, l'articolo di un gruppo anglo-italiano che riporta i risultati di un esperimento condotto con i neutroni del Rutherford Laboratory in Inghilterra. Inviando neutroni su due campioni d'acqua alla stessa densità ma a due temperature diverse (300 e 400 °C), tali che l'acqua alla temperatura più bassa è allo stato di liquido, mentre a quella più alta è allo stato di vapore, i fisici affermano di aver osservato il segnale tipico del legame a idrogeno nel liquido, ma non nel vapore. Confrontando le loro misure con le predizioni dei potenziali (epicicli) più omologati, e trovando che questi ultimi predicono l'esistenza del legame a idrogeno anche nel vapore (la cosa è del tutto ragionevole poiché l'effetto dei potenziali dipende soltanto dalla distanza media fra le molecole, che è la stessa nei due casi), concludono innocentemente che occorre trovare nuovi potenziali, poiché quelli vecchi non funzionano.

Questi risultati sono perfettamente coerenti con ciò che predice la nostra teoria. Infatti il legame a idrogeno è, secondo noi, la conseguenza del fatto che nello stato coerente la molecola d'acqua non è più una patata, ma una sovrapposizione della patata e della struttura bitorzoluta dello stato a 12,06 eV, che quindi dà luogo a una interazione a piccole distanze con le caratteristiche del legame a idrogeno. Nel vapore che ha perso invece ogni coerenza, la molecola è ritornata alla sua forma di patata e il legame a idrogeno scompare, proprio come nell'esperimento.

Decidiamo di inviare una lettera alla corrispondenza scientifica di «Nature», nella quale con molta pacatezza avanziamo l'ipotesi che l'articolo pubblicato sulla rivista metta in crisi la visione gene-

<sup>5</sup> È la formula tipica di Aristotele: τα φαινόμενα το σωζειν.

ralmente accettata della materia condensata e, viceversa, corrobori quella della coerenza elettrodinamica. La prima risposta di «Nature» è una miscela di burocratico disprezzo: la lettera non si può pubblicare perché non c'è spazio. Ma come sarebbe a dire? *Scientific correspondence* è una rubrica che ogni settimana pubblica lettere su argomenti scientifici di ogni tipo!, è la nostra protesta. La seconda risposta, della curatrice della rubrica, è un altro esempio della tattica censoria della rivista: la nostra è una delle tante interpretazioni di questo esperimento, e loro non possono pubblicarle tutte. Di fatto (sono un lettore abituale di «Nature» a cui sono abbonato) quel lavoro non ha ricevuto alcun commento.

Alla fine di una ricerca durata circa due anni, cui si è accodata un'altra laureanda, Raffaella Arani, scriviamo finalmente un lungo articolo che racchiude una quantità di risultati sulla dinamica e termodinamica dell'acqua, di notevole livello. Decidiamo di inviare il lavoro a «Physical Review». Lo scontro con i referees dura più di un anno, è un'esperienza allucinante di cui raccogliamo la documentazione sotto forma di pamphlet, che inviamo a membri della comunità scientifica, ricevendone pochissime reazioni. Non c'è da meravigliarsi: mi trovo al centro di un nuovo, più duro scontro scientifico.<sup>6</sup>

<sup>6</sup> Questo articolo è stato pubblicato sull'«International Journal of Modern Physics B» nel 1995.

11.

## Il sole in provetta

«Ci sono due americani che hanno fatto la fusione, guarda i giornali», è la telefonata che mi giunge da Roma, da mio padre, il 24 marzo 1989. Negli ultimi tempi gli avevo parlato spesso delle mie ricerche e, in particolare, del mio desiderio di applicare alla fisica dei plasmi le idee che avevo recentemente sviluppato. Mi interessava vedere se con la nuova impostazione non fosse per caso possibile superare gli ostacoli che da più di trent'anni impediscono l'uso pacifico dell'energia termonucleare, quella, per intenderci, che si scatena nell'esplosione della bomba H. L'annuncio degli elettrochimici dell'Università dello Utah, Martin Fleischmann e Stanley Pons, il 23 marzo 1989, della scoperta della cosiddetta «fusione fredda», apparso sulle prime pagine di tutti i giornali del mondo, richiama alla mente di mio padre le nostre conversazioni, ed egli mi avverte immediatamente.

Non sono un lettore molto assiduo di quotidiani, e la cosa mi era sfuggita. Mi precipito quindi in edicola a comprare i giornali di più larga tiratura. Riproducono tutti, in prima pagina, il volto sorridente dei due scienziati con in mano una provetta, la tipica cella elettrolitica di Fleischmann-Pons. Non ho bisogno di leggere una riga degli articoli a cinque colonne che riportano i dettagli della conferenza-stampa, la cosa mi sembra così enorme che rimango completamente incredulo: mi attendevo foto di Tokamak, dichiarazioni trionfali di direttori dei grandi laboratori, dove da decenni si persegue la fusione termonucleare, la cosiddetta «fusione calda», e invece no, si pretende di farmi credere che quello che nel sole avviene a temperature di milioni di gradi e a pressioni enormi, possa

qui, sulla terra, avvenire in una provetta, con i mezzi dell'elettrochimica. Il mio atteggiamento, le mie reazioni sono esattamente quelle della maggior parte dei miei colleghi: per fortuna, mi dico, non sono un leader, altrimenti dovrei dare il mio parere su una «bufala» e non saprei come farlo, dovrei cercare almeno di capire quello che questi signori hanno fatto, perdere il mio tempo dietro le loro stranezze. E a giudicare dalle dichiarazioni imbarazzate di Amaldi, Rubbia, Cabibbo e Zichichi, ho ragione di rallegrarmi della mia anonimità. Liquido il tutto come un altro degli abbagli in cui incorrono periodicamente gli uomini di scienza (d'altra parte negli anni cinquanta non apparve sui giornali qualcosa di simile per quanto riguarda la macchina inglese per la fusione calda?, se ricordo bene si chiamava Stellarator), e mi riprometto di non occuparmi più di queste cose.

Circa una settimana dopo, durante una seduta di Facoltà incontro il collega Sergio Trasatti, elettrochimico di livello internazionale. Ricordandomi che il suo campo, l'elettrochimica, è quello dei due della fusione fredda, getto là una battuta: «Evidentemente due tuoi colleghi americani debbono soffrire di allucinazioni». Sono enormemente sorpreso della sua risposta: «Se fossi in te gli darei più credito, Fleischmann è uno dei maggiori elettrochimici del mondo, oltre che fellow della Royal Society». Non posso più far finta di nulla; liquidare come non-senso un annuncio di scienziati di quel livello sarebbe comportarsi come gli oppositori di Benveniste, che non hanno tenuto in minimo conto la sua natura scientifica, conquistata con anni di duro e serio lavoro. Nella mia visione del mondo, infatti, non c'è la comoda «casella della follia» nella quale sistemare tutti coloro di cui ben conosciamo il valore, ma le cui conquiste ci dispiacciono per nobili o meno nobili motivi. Se scienziati di prestigio hanno deciso di venire allo scoperto con un annuncio di tale devastante portata, mi dico, qualcosa degno di attenzione ci deve sicuramente essere, e sarebbe un errore non cercare di andare fino in fondo.

Decido così di acquisire tutte le informazioni utili a farmi un'idea del problema. Aiutato da Del Giudice e da Tullio Bressani, un fisico di Torino che è spesso al CERN per i suoi esperimenti, vengo in possesso del lavoro di Fleischmann e Pons – che dopo qualche settimana sarebbe stato pubblicato sul «Journal of Electroanalytical

Chemistry» – e dei riassunti delle varie conferenze che Fleischmann tiene a Erice, al CERN e a Losanna verso la fine di marzo. Quello che capisco da queste informazioni, in verità un po' criptiche, mi sembra sufficiente per mettere alla prova la coerenza elettrodinamica, in cui sono ormai profondamente coinvolto. In particolare la teoria dei plasmi quantistici, che ho appena sviluppato e su cui ho tenuto alcune lezioni alla scuola invernale di Folgaria<sup>1</sup> all'inizio di febbraio, mi sembra adatta a modellizzare il sistema. L'interazione continua con Del Giudice e Bressani su questo argomento ci porta, verso la fine di aprile, su un terrazzo con una magnifica vista di Posillipo (eravamo in casa di amici a Napoli, in occasione di una conferenza mia e di Emilio all'Istituto di Studi Filosofici), a scrivere un breve lavoro, in cui tratteggiamo le idee principali per una comprensione teorica della fusione fredda. L'articolo viene pubblicato nel numero di maggio del «Nuovo Cimento».

Dopo un periodo di un paio di mesi di entusiasmo, durante i quali praticamente in ogni laboratorio di fisica vengono montate celle di Fleischmann-Pons (con idee però molto vaghe, spesso cercando di carpire dalle fotografie dei giornali i dettagli di costruzione), i numerosi fallimenti, unitamente alla reazione rabbiosa della concorrenza, la fusione calda, incominciano a far scricchiolare l'edificio della fusione fredda. Vengono pubblicati i primi lavori di grandi laboratori come Harwell, Yale e Caltech, in cui si afferma (in modo pretestuoso) che non c'è alcuna evidenza per gli effetti riportati da Fleischmann e Pons. I teorici, d'altra parte, si mobilitano a dimostrare l'«impossibilità» della fusione fredda; vengono pubblicati i primi «teoremi» che dimostrano discrepanze di svariate decine di ordini di grandezza fra le osservazioni di Fleischmann e Pons e le previsioni teoriche. Uno dei punti su cui più si scatena la critica è la quantità infima di neutroni che sembra essere prodotta nella reazione nucleare, quantità che viola in modo netto le osservazioni fatte nei laboratori di fisica nucleare. A queste critiche i due scienziati americani si limitano a rispondere che le condizioni della loro reazione sono diverse; e la risposta si rivelerà corretta, ma per poterla accettare occorre andar oltre quello che la comunità è pronta a riconoscere. Pertanto lo scontro si fa duro, tal-

<sup>1</sup> Lezioni pubblicate nei rendiconti della scuola.

volta violento, volano accuse di frode, di disonestà scientifica. Coloro che, come me, chiedono soltanto il tempo necessario per un'istruttoria seria, serena e meticolosa, in un'atmosfera che non sia di guerra di religione (ma gli aristotelici hanno sempre visto in quanti non la pensano come loro «eretici» da eliminare, eventualmente con il rogo), vengono sprezzantemente bollati come i «credenti» (True Believers, in inglese).

Per la fine dell'anno la reazione alla fusione fredda sembra aver vinto su tutta la linea. Il dipartimento americano dell'Energia (DoE), responsabile federale di questo tipo di ricerche, ha insediato una commissione che ha emesso un verdetto negativo, che quindi blocca tutti i fondi federali per lo sviluppo della fusione fredda. Tutta l'attività sperimentale muore, tranne quella di alcuni gruppi sparsi e quella del National Cold Fusion Institute (NCFI), che lo stato dello Utah ha finanziato a Salt Lake City e dove si trasferiscono a lavorare Fleischmann e Pons.

Prima di procedere, è ora necessario fare un passo indietro. L'annuncio di Fleischmann e Pons è seguito a ruota da un altro proveniente anch'esso dallo Utah, e precisamente da Provo, sede dell'Università Brigham Young, dedicata al fondatore dei mormoni. L'autore è Steve Jones, professore di Fisica di quell'università, che afferma di aver prodotto neutroni in un sistema simile a quello di Fleischmann e Pons, ma di non aver riscontrato alcuna produzione di calore, il grosso della scoperta dei due elettrochimici. Inizia così una rivalità in seno alla comunità della fusione fredda che avrà conseguenze devastanti. Qualche settimana più tardi l'italiano Francesco Scaramuzzi dell'ENEA di Frascati scoprirà deboli emissioni di neutroni da un sistema contenente deuterio gassoso: la via italiana alla fusione fredda.

Spentasi ogni eco sulla stampa, bandita dai maggiori giornali di fisica, della fusione fredda non si ha più alcuna notizia. Prima di iniziare il mio semestre di insegnamento, nel febbraio 1990, decido di fare un giro negli Stati Uniti, presso i centri in cui la ricerca sulla fusione fredda continua, accompagnato da Del Giudice e da una collega elettrochimica, Sandra Rondinini. Dopo alcune tappe di poco interesse per la nostra storia, giungiamo infine a Salt Lake City, sede del NCFI. Fritz Will, direttore dell'istituto, ha organizzato per me un seminario nel quale dovrei esporre le mie idee

teoriche elaborate nel corso dell'anno precedente e al quale parteciperanno sia Fleischmann sia Pons. Prima dell'estate del 1989 avevo già cercato, mediante Trasatti, di mettermi in contatto con Fleischmann e Pons, perché desideravo unirmi a loro nella guerra che l'establishment aveva scatenato contro la fusione fredda, fornendo le armi teoriche che stavo perfezionando; ma l'iniziativa non ebbe successo. Il momento dell'incontro è finalmente arrivato.

Li vedo brevemente, per il solito scambio di convenevoli, poco prima dell'inizio del seminario: l'umore è tutt'altro che allegro, sono piuttosto diversi dai sorridenti personaggi delle fotografie pubblicate dalla stampa di tutto il mondo. Comincia il seminario, delinea brevemente lo strumento teorico che utilizzerò<sup>2</sup> e mi lancia nella modellizzazione del sistema Pd/D (cui va il brutto nome di «deuteruro di palladio») nel quadro della coerenza elettrodinamica. Quando giungo a uno dei risultati più qualificanti, l'esistenza di una soglia del caricamento di atomi di deuterio nel palladio per i fenomeni della fusione fredda, Martin Fleischmann (da quel momento ci lega una profonda amicizia) salta letteralmente sulla sedia, in preda all'entusiasmo. Mi dice subito che questo è ciò che osserva da molti anni, e che nelle mie idee c'è molta più verità di quanto io non sappia, giacché parecchie altre sue osservazioni, mai pubblicate, sono in accordo con la teoria che espongo. Sono un po' sorpreso e deluso che non mi dica quali, ma questo è Martin, dovrò abituarmi. Il seminario finisce in un clima di grande eccitazione; la segretaria del NCFI (ricordo il suo nome strano, Ellarene) nel riaccompagnarci all'hotel ci dice che non aveva mai visto una simile atmosfera all'istituto. Non mi è difficile pensare che quello sia stato uno dei pochi giorni felici della disgraziata esistenza (meno di due anni) del NCFI. Il giorno seguente Fritz Will mi invita come speaker alla I Conferenza annuale sulla fusione fredda (ACCF1) che l'istituto sta organizzando a Salt Lake City per la fine di marzo. Accetto volentieri, avrò finalmente modo di sapere che cosa bolle nella pentola della fusione fredda.

<sup>2</sup> Fleischmann anni dopo mi confessò che si decise a venire al mio seminario, nonostante avesse altri impegni urgenti, quando seppe che avrei fatto uso della teoria quantistica dei campi. Avvertiva infatti che solo questa sarebbe stata in grado di dare una spiegazione razionale delle sue incredibili osservazioni.

È un autentico caravanserraglio quello che mi si presenta all'arrivo all'University Park Inn di Salt Lake City, dove si tiene la conferenza. I partecipanti sono circa cinquecento, di cui duecento giornalisti: vi sono le maggiori reti televisive americane, i più importanti giornali, sono presenti perfino gli inviati della «Repubblica», del «Messaggero» e dell'«Unità». Una vera Babele. Si fa un gran parlare dello scoop di «Nature», che sul numero di quella settimana pubblica l'articolo di un gruppo di fisici dell'Università dello Utah che afferma di non trovare alcun neutrone nelle celle di Fleischmann-Pons, insieme a un editoriale delirante che poco manca che inciti gli scienziati «seri» allo sterminio dei «credenti» (continua la guerra di religione contro gli «eretici»).

È con questa atmosfera che le poche persone che erano andate lì per fare avanzare la ricerca della verità debbono fare i conti: un'impresa quasi disperata. Scienziati come Schwinger, Fleischmann, Pons, McKubre, Bockris, Jaeger, Ikegami e tanti altri, intenzionati a determinare lo stato di avanzamento della ricerca in modo obbiettivo, senza pressioni, si trovano, col sottoscritto, a parare gli attacchi degli scettici così come gli entusiasmi infondati di quella zona grigia di inventori della domenica, di «archimedi pitagorici» scacciati dal mondo scientifico-accademico, che cercano a Salt Lake City la sognata rivincita. Un'esperienza del tutto nuova, che rinsalda però i legami umani e intellettuali fra gli scienziati, i quali percepiscono ormai molto chiaramente che gli anni futuri saranno di lotta, una lotta che dovrà essere condotta insieme, al di là delle legittime differenze di punti di vista. Si forma allora il «nociolo» di scienziati, una ventina, di cui farò parte anch'io, che attraverso la Conferenza annuale si dà il compito di mantenere la fusione fredda a un elevato livello scientifico, di portare l'istruttoria a una conclusione giusta e veritiera. Il mio discorso piace sia a Fleischmann e Pons sia a Fritz Will, il quale mi propone di passare un trimestre al NCFI nell'autunno di quell'anno, come visiting professor dell'Università dello Utah. La prospettiva di poter interagire qualche mese con Fleischmann e Pons mi attira molto, per cui accetto.

Nel periodo che mi separa dal ritorno nello Utah dedico molta attenzione alla fusione fredda e al miglioramento del modello che avevamo pubblicato sul «Nuovo Cimento». Quando arrivo nell'a-

gosto 1990 a Salt Lake City sono dunque pronto a incominciare un dialogo scientifico con Fleischmann e Pons, su cui ripongo grandi speranze. Ma il diavolo ci aveva messo la coda; durante i mesi estivi i due scienziati avevano ricevuto forti attacchi dai colleghi dell'Università dello Utah, oltre che da Steve Jones divenuto nel frattempo un nemico mortale. Il loro lavoro è sottoposto a ogni sorta di critiche fra cui le più velenose (e scientificamente irrilevanti) sono quelle che provengono da un gruppo della General Electric, che nel momento del boom aveva fatto una generosissima convenzione con Fleischmann e Pons e l'Università dello Utah. Fleischmann è inoltre affetto da una dolorosa nevralgia, per cui si farà operare in Inghilterra a novembre. Vedo gli amici per poco più di due settimane, dopodiché scompaiono, lasciandomi completamente solo: addio collaborazione! Decido allora di rendermi utile alla causa. Nel Dipartimento di Fisica, dove esistono un'opposizione e un'animosità notevoli verso la fusione fredda, ho alcuni vecchi amici «particellari», con cui ho sempre mantenuto buone relazioni; perché non utilizzare il mio status di visiting professor per tenere un corso sulla coerenza elettrodinamica e aprire un po' la strada verso la fusione fredda? Formulo rapidamente un programma del corso e lo sottopongo al dipartimento, il quale lo bocchia senza darmi alcuna spiegazione. È il nuovo stile, degno, non c'è dubbio, del Sant'Uffizio.

Svanita anche questa possibile attività, decido di impiegare i restanti due mesi di permanenza a Salt Lake City a passare criticamente in rassegna i vari tentativi di spiegazione della fusione fredda pubblicati fino allora. È un lavoro per me molto interessante, da cui apprendo molte cose utili ad affilare la mia comprensione di questo affascinante fenomeno. Con il titolo *Some theories of cold nuclear fusion* l'articolo sarebbe uscito di lì a poco su «Fusion Technology», uno sforzo, credo, non inutile.

Con la chiusura qualche mese più tardi del NCFI la fusione fredda emigra essenzialmente dagli Stati Uniti verso nuovi lidi: il Giappone, l'Italia, la Francia, dove con capitali giapponesi Fleischmann e Pons installano nel parco tecnologico di Sophia Antipolis (a pochi chilometri da Nizza) un nuovo laboratorio. Anche la Conferenza annuale sbaracca da Salt Lake City; a me viene assegnato il compito di organizzare ACCF2 a Como, nel luglio 1991.

Ripercorrendo le tappe della «saga» della fusione fredda, risulta ora evidente che la Conferenza di Como segna il punto di inversione della ricerca in questo campo. La comunità scientifica, convinta della sconfitta più completa della fusione fredda, ignora l'evento, seguita in questo dalla stampa, lasciando così il campo a un sereno e fecondo dibattito scientifico in una maestosa villa viscontea (Villa Olmo) sulle rive del lago di Como. E i risultati, puntualmente pubblicati sugli Atti (di cui sono il curatore con Bressani e Del Giudice), editi dalla Società Italiana di Fisica, sono nuovi e interessanti. Fleischmann e Pons annunciano un balzo nella produzione di energia, raggiungendo con particolari leghe di palladio e argento densità di potenza di circa  $1,5 \text{ kW/cm}^3$  Pd, un buon fattore tre sul meglio che si può ottenere con i reattori nucleari, l'autofertilizzante Superphénix francese. McKubre e il suo gruppo, finanziato dall'EPRI (Electric Power Research Institute) di Palo Alto, California, confermano i risultati annunciati due anni prima da Fleischmann e Pons, oltre che l'esistenza di una soglia di caricamento (come prevede la mia teoria). Il gruppo della Marina americana, condotto da Melvin Miles, riporta evidenza di  $^4\text{He}$  nelle celle che danno calore, in quantità confrontabili con l'eccesso di calore (confermando un'altra predizione della mia teoria, secondo cui la reazione principale è:  $\text{D} + \text{D} \rightarrow ^4\text{He} + \text{energia}$ ). E inoltre osservazioni di neutroni in piccole ma definite quantità da parte di gruppi giapponesi e italiani completano il quadro di una fenomenologia che sta diventando coerente e, nonostante i mezzi modesti di cui dispone, di alto livello scientifico. Il titolo degli Atti, *The Science of Cold Fusion*, riassume efficacemente il tono di quella conferenza che rimane probabilmente la migliore delle cinque fino a oggi (1995) celebrate.

Nonostante questi risultati di buon livello scientifico mettano ormai al riparo la fusione fredda dalla definizione, molto popolare nella comunità scientifica, di «scienza patologica»,<sup>3</sup> escono periodicamente sulla stampa articoli in cui si dà per scontato che i «credenti» sono degli idioti o dei mascalzoni. Contro uno di questi

<sup>3</sup> Una definizione del fisico Irving Langmuir, su cui questi ha costruito una teoria (infondata), oggi molto in voga, dell'emergere e del permanere in piccole comunità di illusori fenomeni fisici. Un'altra arma che gli aristotelici usano contro gli «eretici».

attacchi, Fleischmann, Pons, Bressani, Del Giudice e io abbiamo ritenuto necessario intraprendere un'azione giudiziaria.

Gli anni che seguono la Conferenza di Como e la ritrovata fiducia nella fusione fredda sono tutti volti alla conversione di un fenomeno fisico non più dubitabile in una sorgente energetica a buon mercato, inesauribile e pulita: troppo bello per essere vero! Eppure tutto quello che sappiamo sulla fusione fredda va esattamente in questa direzione, occorre soltanto trovare la chiave che permetta di caricare di atomi di deuterio (un isotopo dell'idrogeno, il cui nucleo consiste di un protone e di un neutrone) un pezzo di palladio (Pd) (un metallo semiprezioso, usato nelle marmitte catalitiche) in modo rapido e ad alta densità, più di un atomo di D per ogni Pd (la soglia di cui ho parlato più sopra). Con i sistemi elettrolitici di Fleischmann e Pons il processo di caricamento è estremamente aleatorio: dura un periodo molto lungo, spesso un mese, dipende da dettagli del protocollo di elettrolisi mal compresi e, soprattutto, dipende in modo del tutto ignoto dalla metallurgia del Pd. Siamo piuttosto lontani dal costruire un dispositivo che possa essere sfruttato industrialmente. La ricerca è ora prevalentemente tecnologica. Giudico quindi il mio ruolo praticamente esaurito, una volta che di conferenza in conferenza vedo il mio modello acquisire le caratteristiche e la consistenza di una vera e solida teoria.

Ma le cose per me dovevano cambiare drasticamente nell'estate del 1993, quando su invito di Fleischmann e Pons decido di trascorrere circa due mesi presso il loro laboratorio, a Sophia Antipolis. Nell'anno precedente insieme al loro gruppo essi avevano condotto una serie di esperimenti sul caricamento di idrogeno in catodi di Pd delle ormai famose celle alla Fleischmann-Pons. Il loro scopo era di verificare un'osservazione riportata agli inizi degli anni trenta dal chimico tedesco Alfred Cöhn, il quale aveva notato degli strani comportamenti quando ai capi di un filo di Pd carico di idrogeno si applicava un voltaggio, che potevano interpretarsi come l'«elettromigrazione» dei protoni, suggerendo che l'idrogeno che entra nel Pd vi entra allo stato ionico, cioè elettroni e protoni si separano in modo che i protoni non sono schermati dai loro elettroni e, sottoposti a un campo elettrico, ne vengono trascinati, elettromigrano appunto. Questo effetto, l'effetto Cöhn, è in linea di principio molto interessante per la fusione fredda, perché potrebbe essere

usato – in modi non ancora chiari – per risolvere il suo problema cruciale: l'alto caricamento di deuterio nel Pd. I risultati che il gruppo di Fleischmann e Pons raccoglie in molti mesi di sperimentazione nelle più disparate configurazioni sono di notevole interesse, non accordandosi con nessuna delle semplici teorie della diffusione di cariche in sistemi filiformi sottoposti a un potenziale elettrico. Mi metto al lavoro e scopro la buona teoria della diffusione che si fonda su recenti risultati sperimentali ottenuti dal gruppo di Giuliano Mengoli, del CNR di Padova, i quali confermano l'esistenza nel Pd/D di una nuova fase, la fase- $\gamma$ , che, come vedremo fra un momento, avevo dovuto ipotizzare per spiegare la fusione fredda. Ma nel caso di questa analisi scopro qualcosa di assolutamente inaspettato, un meccanismo semplicissimo per ottenere alti caricamenti: se non ho preso lucciole per lanterne il problema chiave della fusione fredda è risolto. Ne parlo a Fleischmann e Pons, ma i due non capiscono i termini del problema, le radici concettuali di un effetto fisico completamente nuovo (cui darò il nome di «effetto Cöhn-Aharonov»), né io ne sono così sicuro. Ho bisogno di riflettervi a lungo, e la cosa finisce lì. Il seguito della storia ci porta a una nuova fase che, nel momento in cui scrivo (agosto 1995), è in piena ebollizione e il cui esito richiederà forse un racconto a parte. Per gli scopi di questo libro la «saga» della fusione fredda finisce qui; è tempo di ritornare alla scienza.

Ci sono due modi per estrarre energia dai nuclei atomici: la «fissione» e la «fusione». Nella «fissione» scoperta nel 1938 dai tedeschi Hahn e Strassman un nucleo pesante come  $^{235}\text{U}$  (l'Uranio-235, quest'ultimo è il numero di protoni e neutroni che lo compongono) catturando un neutrone si spezza in due metà quasi uguali più un certo numero di neutroni, i quali vengono catturati a loro volta, dando così luogo alla «cascata nucleare» che, se incontrollata, diviene una bomba atomica, mentre con opportuni dispositivi che controllano il flusso dei neutroni dà luogo ai reattori nucleari. Il fatto fisico che permette alla fissione di produrre energia è che i protoni e i neutroni nei nuclei pesanti sono meno legati che nei nuclei più leggeri, e quindi nella fissione viene fornito in energia cinetica (dei neutroni e dei nuclei finali) l'eccesso di energia per nucleone che i nuclei pesanti hanno rispetto a quelli più leggeri. Nella «fusione» accade esattamente il contrario: è il nucleo più

pesante, ottenuto fondendo due nuclei leggeri, a essere più legato, e quindi nel processo di fusione si recupera l'eccesso di energia che proviene dal maggiore legame dei prodotti della fusione.

Anni di campagne ecologiste, referendum, Chernobyl e via dicendo, ci hanno chiarito a sufficienza i pericoli della fissione che produce un gran numero di isotopi altamente radioattivi di cui ci dobbiamo sbarazzare senza danno, impresa difficilissima. La fusione fredda non ha questi pericoli, ma presenta purtroppo un problema fondamentale che si chiama «barriera coulombiana», che circa quarant'anni di fusione calda e 70 miliardi di dollari spesi nella ricerca non sono riusciti a risolvere. La «barriera coulombiana» (in inglese Coulomb Barrier, CB) ha un'origine banale; dipende dal fatto che tutti i nuclei, nessuno escluso, sono carichi positivamente: sono fatti di protoni e neutroni, e mentre il neutrone è neutro, il protone ha una carica opposta a quella dell'elettrone, che è convenzionalmente negativa. Ora, come scoprì Charles-Augustin de Coulomb alla fine del XVIII secolo, due cariche dello stesso segno si respingono con una forza inversamente proporzionale al quadrato della loro distanza. La forza coulombiana può quindi diventare molto forte se la distanza diventa molto piccola; e la distanza a cui due nuclei possono interagire fortemente e fondersi è dell'ordine del loro raggio, cioè un fermi ( $10^{-13}$  cm, centomila volte più piccolo del tipico raggio atomico,  $1 \text{ \AA} = 10^{-8}$  cm). Un semplice calcolo mostra che la barriera energetica che due protoni (la più debole fra le barriere coulombiane) debbono superare per fondersi è dell'ordine di 1 MeV: l'energia che acquista un protone passando fra due punti la cui differenza di potenziale è un milione di volt. Accelerazioni del genere sono ultra-accessibili alla moderna fisica nucleare, ma alla natura? Occorre andare sulle stelle, dove le enormi masse di idrogeno di cui sono composte, sottoposte alle ugualmente enormi pressioni gravitazionali e alle altissime temperature che vi si trovano all'interno, sono in grado di superare la barriera coulombiana e di innescare una serie di reazioni di fusione, la cui teoria, poi raffinata, è dovuta al teorico tedesco-americano Hans Bethe che la formulò durante la seconda guerra mondiale. Quindi per corpi delle dimensioni e della composizione delle stelle, la fusione nucleare è un meccanismo sicuro e a portata di mano per produrre la quantità enorme di energia che essi spandono

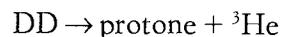
liberamente nel cosmo durante le loro vite lunghe qualche miliardo di anni. Il sole, sorgente inesauribile di vita, simbolo eterno di gioia, svolge questi ruoli esaltanti a spese della fusione nucleare.

Se dunque desideriamo sfruttare questa portentosa sorgente di energia dobbiamo trovare un modo per superare (o aggirare) la barriera coulombiana. La strategia della fusione calda è semplice: imitare il sole sulla terra; ma essa è anche eccessivamente (e forse non intelligentemente) ambiziosa, a giudicare dal quarantennio di scarsi successi. Infatti le grandi macchine di dimensioni sempre crescenti che si sono costruite con l'andar degli anni cercano tutte di risolvere i seguenti problemi: confinare con forti campi magnetici i nuclei leggeri come protoni e deutoni (i nuclei del deuterio) e riscaldarli mediante forti campi elettromagnetici a temperature di centinaia di milioni di gradi, in modo che le alte energie cinetiche corrispondenti a queste temperature permettano loro di superare la barriera coulombiana e di fondersi, producendo energia in eccesso. Anche se in linea di principio questi problemi appaiono superabili, ogni volta che si è cercato di risolverli mediante plasmi<sup>4</sup> più densi ci si è imbattuti in instabilità e altro la cui soluzione si è rivelata sempre molto difficile.

Quella che il 23 marzo 1989 Fleischmann e Pons annunciano al mondo stupefatto è invece una strategia completamente diversa, del tutto nuova e decisamente incredibile. Le premesse degli esperimenti che i due elettrochimici hanno condotto in gran segreto per circa un lustro sono nei lunghi studi compiuti da Fleischmann sull'elettrochimica del sistema palladio-idrogeno. È noto da circa un secolo che l'idrogeno gassoso entra in grandi quantità dentro la matrice metallica del Pd, e che in condizioni termodinamicamente stabili alla temperatura ambiente, il rapporto di caricamento  $x$ , dato dal numero di atomi di idrogeno sul numero di atomi di Pd, è circa 0,65. Fleischmann sapeva dalle sue esperienze che questo valore poteva essere aumentato con procedimenti elettrolitici in cui l'idrogeno (H) invece che in forma gassosa  $H_2$  si presenta alla superficie del Pd come ione  $H^+$ , carico positivamente, come accade in un processo di elettrolisi dell'acqua, il cui catodo consiste di una

<sup>4</sup> Un plasma è uno stato della materia dove gli atomi e le molecole sono ionizzati, sono cioè carichi positivamente e immersi in una nuvola di elettroni che li neutralizza, ma solo globalmente.

sbarretta di Pd. A un certo punto deve essere scattata una di quelle fantasie assolutamente improbabili che caratterizzano gli uomini di genio e a Fleischmann deve essere venuto in mente di provare a elettrolizzare l'acqua pesante, che ha al posto dell'idrogeno il deuterio (D); forse le enormi pressioni che agiscono sui deuteri *dentro* il palladio potrebbero anche indurre la fusione di due deuteri e la produzione di energia secondo le ben note reazioni:

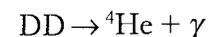


dove  ${}^3\text{He}$  è l'isotopo dell'elio di massa 3 (due protoni e un neutrone) mentre  ${}^3\text{H}$  è l'isotopo dell'idrogeno di massa 3 (un protone e due neutroni), cui si dà il nome di trizio.

Senza percepire appieno l'assurdità (alla luce delle conoscenze acquisite di fisica nucleare e della materia condensata) di queste fantasie, Fleischmann coinvolge il più giovane Pons (che era stato suo studente all'Università di Southampton, in Inghilterra) nel folle programma di realizzare la fusione fredda (il cui nome dovrebbe essere ora chiaro, contrapponendosi questa strategia alle ambizioni delle altissime temperature della fusione calda).

I dati che Fleischmann e Pons raccolgono debbono avere un aspetto ben strano se i due continuano, «provando e riprovando» per qualche anno (due, tre? non sono riuscito a scoprirlo) a sperimentare sullo stesso sistema, anche se in un gran numero di configurazioni diverse. E alla fine, esauriti tutti i possibili controlli, eliminati tutti i possibili errori (c'è naturalmente in queste affermazioni un elemento soggettivo, come in tutta la sperimentazione scientifica), essi concludono che l'assurdo si è avverato: quando il palladio si carica di atomi di deuterio, al di sopra di un certo valore, il sistema produce notevoli quantità di energia sotto forma di calore. Può questo calore essere di origine chimica? viene spontaneo chiedersi. La risposta è negativa per due ragioni: solo il sistema Pd/D e non quello Pd/H produce calore, e se la reazione (o le reazioni) fosse chimica dovrebbero farlo ambedue visto che dal punto di vista chimico H e D sono (praticamente) la stessa cosa. Inoltre la quantità di calore prodotta in eccesso è talmente alta da non poter essere giustificata con processi chimici, da cui ci si attenderebbero rese energetiche da cento a mille volte minori. Le osser-

vazioni dunque permettono una sola interpretazione: durante l'elettrolisi dell'acqua pesante un certo numero di atomi di deuterio penetrati nel catodo di palladio hanno dato luogo alla fusione nucleare a temperatura ambiente, la fusione fredda. Una conclusione sbalorditiva, ma le sorprese non sono finite. Se i deuteri si fondono, allora ciò può avvenire soltanto mediante i due processi citati sopra, ciascuno dei quali dà conto di circa la metà degli eventi di fusione DD. C'è invero un altro processo possibile



dove il fotone  $\gamma$  ha un'energia  $E_\gamma = 23,4$  MeV, ma la probabilità che avvenga è circa un milione di volte più piccola degli altri due processi. Quindi il calore in eccesso, misurato dai calorimetri di Fleischmann e Pons, deve essere associato a un flusso ben definito di neutroni, come pure alla produzione di una quantità altrettanto ben definita di trizio. E con il livello di calore misurato ambedue i prodotti nucleari sono talmente abbondanti da essere facilmente rilevabili. Infatti la quantità di neutroni attesa è così elevata da eccedere, e di molto, la dose considerata letale per il corpo umano: se le cose fossero andate secondo le previsioni, Fleischmann e Pons non sarebbero più fra noi. Questo sembra veramente troppo: sotto gli occhi degli stupefatti elettrochimici si compiono non uno ma due miracoli! Non solo i deuteri si fondono senza le enormi temperature e pressioni delle stelle, ma il processo (o i processi) di fusione che avviene nel palladio è del tutto diverso da quello che avviene sulle stelle, controllato e riprodotto nei laboratori della fisica nucleare.

Che fare? Fleischmann e Pons decidono di informare dei loro risultati il DoE, a cui chiedono fondi per condurre una ricerca sistematica dei fenomeni di fusione fredda. La risposta del DoE è interlocutoria e, considerate le enormi implicazioni economico-militari della loro scoperta, i due chimici decidono che la cosa più sicura è che tutto il mondo ne sia informato: comincia così, con la conferenza stampa del 23 marzo 1989, l'odissea che ho narrato all'inizio del capitolo.

Come dicevo più sopra, la fenomenologia della fusione fredda descritta da Fleischmann e Pons e riprodotta da innumerevoli altri gruppi si fonda su due «miracoli»: il primo consiste nel fatto che i

deuteri nel Pd riescono a superare «a freddo» la barriera coulombiana, il secondo nella circostanza che, superata miracolosamente la barriera coulombiana, la fusione non avviene nei modi usuali, ma secondo un nuovo meccanismo che conduce alla produzione di  $^4\text{He}$  (il gas nobile elio)<sup>5</sup> senza però l'emissione del raggio  $\gamma$  di 23,4 MeV.

Sia per l'uno sia per l'altro «miracolo» la «scienza ufficiale» non possiede alcuna giustificazione; anzi tutti i calcoli che furono freneticamente compiuti nella primavera-estate del 1989 dimostrarono la chiara impossibilità dei fenomeni della fusione fredda, influenzando così in modo determinante il verdetto della commissione del DoE, e quindi della comunità scientifica. Ancora una volta dunque (come nell'«affaire Benveniste») quest'ultima evidenza la sua basilare struttura aristotelica mostrandosi incapace di porre i fatti, le osservazioni e, diciamo pure, la verità al di sopra del paradigma dominante, al tempo stesso ideologia e religione laica, attorno a cui costruisce il suo sistema gerarchico e di potere. Per la coerenza elettrodinamica il punto di vista è essenzialmente diverso. I «miracoli» sono tali soltanto per il paradigma che, con il suo dogma della libertà asintotica, concepisce il fenomeno della fusione come del tutto separato e indipendente dalla dinamica del reticolo del palladio (le scale spazio-temporali delle due dinamiche differiscono infatti di un fattore circa un milione), escludendo così che la matrice metallica possa in alcun modo influenzare il processo nucleare. Senza l'impaccio della libertà asintotica, il nuovo quadro teorico in cui mi muovo non esclude affatto la possibilità che i «miracoli» si tramutino alla fine in conseguenze delle razionalissime, prevedibilissime, naturalissime leggi della elettrodinamica quantistica. Ed è su questa linea che con grandi speranze mi muovo in un primo momento insieme a Bressani e Del Giudice e successivamente da solo.

Occorre innanzitutto avere un'idea, un modello del sistema Pd/D. La struttura generale della teoria porta naturalmente a modellizzare le oscillazioni delle antennine rilevanti come «oscillazioni di plasma», cioè quelle oscillazioni che atomi ionizzati compiono attorno alle loro posizioni di equilibrio nell'«atmosfera» di elet-

<sup>5</sup> Come Melvin Miles ha dimostrato per primo alla conferenza di Como, a cui ho fatto cenno più sopra.

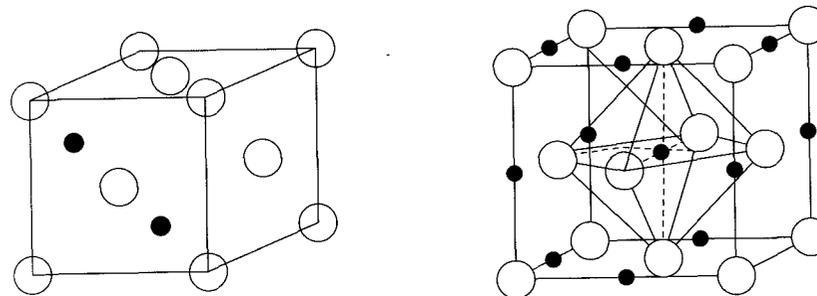


Figura 17  
Posizioni tetraedriche e ottaedriche occupate dai deutoni.

troni che li circonda e li neutralizza globalmente. La teoria di questi «plasmii» si costruisce senza molte difficoltà e abbastanza agevolmente si trovano le soluzioni. I plasmii rilevanti nella dinamica di Pd/D sono quattro: quello degli elettroni che oscillano attorno allo ione Pd (gli elettroni- $d$ ), quello degli ioni di Pd, quello degli elettroni (elettroni- $s$ ) che entrano nel Pd con il livello del deuterio (il deutone), e infine quello dei deutoni.

L'energetica del sistema Pd/D è piuttosto complessa, ma uno studio recente<sup>6</sup> spiega in modo soddisfacente perché il deuterio (o l'idrogeno) «ama» ammassarsi spontaneamente nel reticolo del Pd, in quella che viene chiamata la fase- $\beta$ , in cui i deutoni occupano le posizioni «ottaedriche» (cfr. fig. 17).

Ma l'analisi mostra che i deutoni possono oscillare attorno ad altre posizioni, le posizioni «tetraedriche», che sono stabili al disopra di un certo rapporto  $x^* \approx 0,8$ , maggiore del valore 0,65, termodinamicamente stabile. Per accedere a questa fase- $\gamma$  si deve quindi scoprire un metodo per «forzare» i deutoni a entrare in massa dentro il reticolo, oltre l'affollamento normale. Le procedure elettrochimiche di Fleischmann e Pons anche se, come dicevo, in modo abbastanza aleatorio, sono in grado di indurre la transizione fra la fase- $\beta$  e la fase- $\gamma$ . La domanda a cui dobbiamo ora rispondere è: in che modo nella fase- $\gamma$  si compiono i «miracoli» della fusione fredda?

<sup>6</sup> È stata analizzata con grande cura nella tesi di laurea di Fabio Taddei, discussa nel 1995 presso l'Università di Milano.

Basta dare uno sguardo alla disposizione dei deutoni nella fase- $\gamma$  per vedere che essi si trovano immersi in una «nuvola» di elettroni- $d$  di grande densità e compattezza, la carica negativa degli elettroni «schermata» sensibilmente le barriere coulombiane, poiché la carica che il deutone nella posizione tetraedrica mostra a un generico deutone che si avvicina è la somma algebrica della carica del deutone e di quella degli elettroni, quindi decisamente più piccola. Possiamo dunque affermare che la barriera coulombiana nella fase- $\gamma$  è drasticamente abbassata e i calcoli danno piena conferma di questa predizione qualitativa.<sup>7</sup> Questo per il primo «miracolo». Che cosa si può dire per il secondo? La ragione per cui nella fusione di Fleischmann e Pons nel vuoto il «canale»  ${}^4\text{He} + \gamma$  è così altamente soppresso è dovuta al fatto che i due deutoni vorrebbero fondersi in un solo abbraccio e costituire con i loro protoni e neutroni il nucleo dell' ${}^4\text{He}$ , uno dei più stabili in natura, ma occorre un meccanismo per dissipare l'energia in eccesso che i deutoni hanno rispetto all' ${}^4\text{He}$ . L'unico meccanismo a disposizione nel vuoto è di eccitare uno degli oscillatori elettromagnetici dell'energia giusta (23,4 MeV) e di «sparare» questo raggio  $\gamma$  nello spazio circostante, affidandogli il compito di trasportare via l'energia eccedente. Ma, a conti fatti, questo meccanismo è molto poco probabile perché per i minuscoli deutoni eccitare l'oscillatore elettromagnetico è impresa decisamente problematica.

Nel sistema Pd/D, la situazione è completamente diversa. Innanzi tutto i deutoni sono in uno stato coerente, quello che succede a uno succede a tutti. Attorno ad essi c'è un plasma il cui campo elettromagnetico è particolarmente forte (quello degli ioni di Pd, che oscillano attorno ai punti del reticolo); il campo elettromagnetico in grado di dissipare l'energia in eccesso è dunque già presente, non bisogna «fare carte false» come nel caso del vuoto. Pertanto quello che era il «canale» soppresso diventa, e di gran lunga, il favorito. L'analisi matematica di questa dinamica piuttosto complessa conferma pienamente questo scenario, e produce stime numeriche coerenti con l'osservazione.

<sup>7</sup> Lo schermaggio della barriera coulombiana mediante una carica negativa compatta è alla base della «fusione catalizzata da muoni», in cui il posto degli elettroni- $d$  è preso dal muone, duecento volte più pesante dell'elettrone.

Questa, in sostanza, la visione che la coerenza elettrodinamica fornisce del «miracoloso» mondo della fusione fredda. Non c'è assolutamente nulla di «miracoloso», o almeno nulla di più «miracoloso» di quanto già non vi fosse nelle strane e affascinanti soluzioni non-perturbative del FEL. La fusione fredda non è che la punta dell'iceberg, il viaggio che abbiamo cominciato ci riserverà sicuramente altre sorprese.

12.

## Materia super

L'elio è il più semplice dei gas nobili. È un atomo leggerissimo, superato in leggerezza soltanto dall'idrogeno e dai suoi isotopi, il deuterio e il trizio. Occupa la seconda casella della tavola di Mendeleev, allo stato gassoso forma molecole e il suo spettro ha frequenze più alte di quello dell'idrogeno. È l'approssimazione migliore che la fisica atomica ci dà di una pallina piccola, compatta, praticamente indeformabile. È per questa sua caratteristica di «monade» che l'elio rimane allo stato gassoso fino alla temperatura di  $4^{\circ}\text{K}$  (ovvero  $-269^{\circ}\text{C}$ , solo 4 gradi centigradi al di sopra dello zero assoluto), quando si liquefa diventando un liquido trasparente. Se continuiamo a raffreddarlo, l'elio, unico fra gli elementi, rimane liquido fino alle temperature più basse oggi raggiungibili (frazioni di milionesimo di grado): un'altra conseguenza della sua leggerezza e della sua «nobiltà», che gli deriva dalla scarsa propensione a interagire con qualsiasi specie atomica.

Tuttavia c'è una temperatura, il punto  $\Lambda$  (a pressione atmosferica,  $2,15^{\circ}\text{K}$ ), in cui si opera un mutamento, una metamorfosi profonda e sottile. Esteriormente sembra che nulla cambi, né il colore, né la densità, né la tensione di vapore. Ma se al di sotto del punto  $\Lambda$  immergiamo nell'elio liquido una sorgente di calore, non vediamo attorno ad essa il tipico ribollire generato dalla diffusione del calore nel liquido secondo i processi della propagazione del disordine termico, messi in forma matematica da Fourier; il liquido rimane completamente calmo, come se avesse acquisito la capacità di opporsi globalmente, collettivamente agli attacchi disordinati del calore. E infatti, gli studi che negli anni trenta il fisico russo

Pëtr Kapiča conduce su questo strano sistema (che da allora non cessa di affascinare i fisici) mostrano che al di sotto del punto  $\Lambda$  l'energia termica si propaga non secondo l'equazione di Fourier, ma secondo quella di d'Alembert, per onde, simili a quelle sonore, che viaggiano a grande velocità, circa 20 m/sec. È il cosiddetto «secondo suono».

Ma c'è dell'altro. Se si fa scorrere questo nuovo fluido (cui, per ragioni che ci saranno chiare fra poco, è stato dato il nome di «superfluido») in un capillare, si osserva che vi scorre senza il minimo attrito, senza interagire in alcun modo con le pareti. Viceversa, se si immerge nel fluido un mulinello rotante si scopre che questo trascina il fluido, implicando questa volta un'interazione con le palette del mulinello: un'apparente violazione del principio di relatività galileiana. E la lista delle curiose proprietà di rotazione, dei vortici e di varie altre stranezze potrebbe continuare, ma fermiamoci qui. La domanda è dunque ovvia: che cosa succede al punto  $\Lambda$ ? Né Kapiča né il suo collega, il fisico teorico russo Lev Landau, hanno la minima idea di che cosa si sia prodotto dentro l'elio da cambiare così drasticamente le sue proprietà di liquido completamente «normale». Tuttavia, siamo negli anni quaranta, all'occhio acuto di Landau non sfuggono le proprietà fisiche generali in grado di spiegare la bizzarra fenomenologia, accennata più sopra.

Al disotto del punto  $\Lambda$ , secondo Landau, l'elio consta di due fluidi: il fluido «normale», identico all'elio al disopra del punto  $\Lambda$ , e il fluido «super», uno stato fisico del tutto nuovo, le cui proprietà eccezionali possono essere ricondotte a un'unica nozione: quella di campo quantistico macroscopico, dotato di un'ampiezza e di una fase. Come sappiamo (cfr. cap. 8) la rilevanza fisica della fase implica che anche per l'elio, pallina per eccellenza, al punto  $\Lambda$  la descrizione atomista deve lasciare il campo a quella ondulatoria, che ci è ormai familiare.

Alla luce di questa descrizione a due fluidi, le cui proporzioni cambiano in modo caratteristico con la temperatura (annullandosi la frazione del superfluido al punto  $\Lambda$ , dove l'elio torna normale), possiamo venire a capo delle stranezze dell'elio. Il secondo suono altro non è che la risposta collettiva del sistema ondulatorio a una perturbazione che crea localmente una piccola zona di fluido normale, come la perturbazione di un martello su un metallo che viaggia

gia sulle onde sonore. Il flusso senza attrito attraverso il capillare riguarda solo il superfluido, poiché il fluido normale viene bloccato dall'attrito lungo le pareti; d'altra parte la mancanza di attrito del superfluido deriva dall'incapacità delle asperità della parete del capillare di sottrarre energia al superfluido rompendone la coerenza di fase. In altre parole, il superfluido è troppo compatto per poter deformarsi e scambiare energia con la parete, dissipando così l'energia cinetica del suo moto lungo il capillare. Niente dissipazione, niente attrito: è il responso delle leggi generali della fisica. Infine, per quanto riguarda il mulinello, il fluido che si trascina dietro è «ovviamente» il fluido normale.

Nei decenni successivi al lavoro pionieristico di Landau (il quale dà al campo quantistico che descrive la coerenza dell'elio superfluido lo strano nome di «parametro d'ordine»)<sup>1</sup> la fenomenologia dell'elio superfluido si arricchisce notevolmente; tuttavia la (concettualmente) semplice teoria dei due fluidi di Landau e la sua descrizione del parametro d'ordine mantengono intatto il loro potere esplicativo. Il problema che per il filosofo naturale (il realista galileiano) rimane però insoluto è la comprensione di questi nuovi e creativi punti di vista nell'ambito delle leggi generali della QED. Ritenendo che la coerenza elettrodinamica possa finalmente dare una risposta che soddisfa il filosofo naturale, decido di coinvolgere nell'impresa Renata Mele, dottoranda del Dipartimento di Fisica di Milano, il laureando Matteo Giuffrida e, naturalmente, Emilio Del Giudice.

Una volta compreso che il parametro d'ordine di Landau altro non è che il campo di materia, i cui quanti sono gli atomi di elio, il compito che ci rimane è scrivere le «equazioni della coerenza» e trovarne le soluzioni. Il problema di individuare l'antennina è banale, perché la struttura dell'elio è così semplice da ammettere una sola antennina, con una frequenza molto elevata  $\omega = 21$  eV. Questa frequenza alta e la difficile polarizzabilità dell'elio fanno sì che l'emissione di onde elettromagnetiche da parte delle antennine sia un po' stentata e che quindi la coerenza fra gli atomi sia «debole». Il nostro timore che la superfluidità dell'elio non possa venire spie-

<sup>1</sup> La scelta del termine «parametro» è, credo, la spia di un atteggiamento decisamente convenzionalista, che caratterizza gran parte della pur grande opera di Landau.

gata dalla coerenza elettrodinamica (il cui percorso è univocamente determinato) è però dissipato dai risultati numerici e dall'osservazione che il punto A si trova alla temperatura molto bassa di 2,15 °K, alla quale le fluttuazioni termiche sono talmente modeste da risultare impotenti anche verso fenomeni di coerenza deboli come quelli dell'elio.

Ecco finalmente emergere da leggi generali e (relativamente) semplici il segreto del punto A: la temperatura alla quale le fluttuazioni termiche non riescono più a impedire agli atomi di elio di oscillare in fase fra loro e con il campo elettromagnetico di pari frequenza. Quando questo avviene l'elio, come abbiamo visto, non è più una collezione di palline, ma un campo di materia provvisto punto per punto di ampiezza e fase, esattamente come il parametro d'ordine di Landau. Non solo, ma il problema dei due fluidi che, come avevano sottolineato Bernal e Fowler, sfida il «rasoio di Occam» quando si ha a che fare con un insieme di particelle identiche interagenti mediante forze di piccola portata (come quelle, dette di Van der Waals, che agiscono fra atomi di elio) riceve invece una semplice soluzione già commentata nel caso dell'acqua, in termini della coerenza col campo elettromagnetico. Infine, il punto A come pure altre grandezze fisiche dello stato superfluido vengono correttamente calcolati a partire dalle grandezze caratteristiche dell'atomo del gas. Abbiamo finalmente trovato una teoria di questo stato «super» della materia, che tanto ha dato da pensare ai teorici (Feynman incluso) durante il mezzo secolo che ci separa dalle profonde intuizioni di Landau.

Con l'entusiasmo della sua giovane età, Renata Mele si reca a Trento a un incontro di «esperti» del campo con l'intenzione di presentare i risultati del nostro lavoro. Era l'estate del 1990. Secondo il racconto di Renata, che torna dal convegno alquanto turbata, gli «esperti» hanno riservato poca o nessuna attenzione alla sistemazione concettuale che eravamo riusciti a dare al problema dell'elio superfluido, mentre si sono invece concentrati, o meglio accaniti, sul fatto che la coerenza elettrodinamica da noi utilizzata sembrava strettamente imparentata con la «transizione di fase superradiante» (in inglese Superradiant Phase Transition, SPT) di Karl Hepp ed Elliott Lieb, due eminenti fisici matematici che nel 1973 avevano dimostrato l'esistenza di soluzioni coerenti simili

alle nostre nel caso di un semplice modello di laser (quello di Dicke, su cui avevamo lavorato anche Bonifacio e io). Ora, secondo gli «esperti» queste soluzioni si erano rivelate illusorie perché, come avevano dimostrato diversi gruppi nel corso degli anni settanta, il modello era solo approssimato, non obbedendo all'invarianza di gauge della QED. Quando questo difetto veniva riparato, aggiungendo un nuovo termine di interazione (il cosiddetto termine  $-A^2$ ), le loro soluzioni scomparivano e con esse la SPT.

Queste notizie sono per me un colpo al cuore. Anch'io ho trascurato il termine  $-A^2$ , e quindi si applicano a me le stesse critiche mosse a Hepp e Lieb, che evidentemente debbono essere a prova di bomba se sono bastate a chiudere il dossier della SPT, con tutti i fecondi sviluppi che prometteva, e in cui sono ora profondamente coinvolto. È il crollo di un sogno troppo bello per essere vero. Ma, un momento! Può una costruzione concettuale così solida, capace di dare finalmente un senso e una spiegazione ai più irriducibili e incomprensibili fenomeni fisici, crollare rovinosamente su una buccia di banana così astrattamente tecnica? So, nel profondo, che non può essere vero, e mi getto con furia nel problema, risoluto ad analizzare minuziosamente le critiche a Hepp e Lieb.

Esaminando i vari lavori contro la SPT sono subito colpito dalla superficialità e dalla formalità delle obiezioni al modello e ai risultati dei due fisici matematici. Non c'è nessun tentativo di capire il problema fisico, il suo significato dinamico profondo, né la ragione per cui nel laser il modello di Dicke funziona così bene senza alcuna correzione. Non c'è nessuno sforzo di comprendere il ruolo della invarianza di gauge nel problema particolare e il significato dinamico del termine  $-A^2$ . Nel giro di qualche giorno tutto si fa finalmente chiaro e rimango sorpreso dall'eleganza con cui la QED, utilizzata correttamente, ristabilisce il primato della fisica sulla matematica: il termine  $-A^2$  viene completamente cancellato da un altro termine, ugualmente trascurato da Hepp e Lieb e dai loro critici, e al suo posto rimane un contributo ininfluenza sulla dinamica della SPT. Alla fine di una lunga circonvoluzione teorica tra termine  $-A^2$  e «correzioni dispersive» si scopre che il modello di Dicke *non* viola l'invarianza di gauge e rimane quel buon modello di laser che i teorici conoscono da svariati decenni. La SPT è salva e così pure la coerenza elettrodinamica.

Esco da questo tour de force completamente rassicurato e con alcune domande di cui mi piacerebbe avere una risposta: Come mai un risultato così fisicamente rilevante come la SPT ha scatenato una reazione tanto dura e puntigliosa? Come mai questa reazione così banalmente erronea è stata presa sul serio dalla comunità, Hepp e Lieb inclusi? È possibile che la coerenza fra materia e campo elettromagnetico che la SPT realizza produca nella comunità atomista, raccolta attorno al dogma della libertà asintotica, un inconscio, insopportabile imbarazzo? Non credo, però, che queste domande avranno mai una risposta.

Superata la crisi dell'invarianza di gauge, volgiamo la nostra attenzione all' ${}^3\text{He}$ . C'è adesso nel team un nuovo laureando, Alessandro Muggia. L'elio-3 (o  ${}^3\text{He}$ ) è un isotopo dell'elio di massa 3 (due protoni e un neutrone), da un punto di vista atomico pressoché indistinguibile dall'elio-4, che è il 33 per cento più pesante. Tuttavia alle basse temperature in cui l' ${}^4\text{He}$  è superfluido, l' ${}^3\text{He}$  è un sistema fisico completamente diverso. La ragione di ciò è ben nota: mentre l' ${}^4\text{He}$  è un bosone (ha spin 0) l' ${}^3\text{He}$  è un fermione (ha spin  $1/2$ ) e obbedisce quindi al principio di Pauli. Formalmente è tutto chiaro: nella descrizione campistica, un campo fermionico è anch'esso la somma dei suoi modi ondulatori, con la differenza cruciale che le ampiezze di questi modi non possono assumere valori (discreti) grandi quanto si vuole, ma solo 0 o 1: qualsiasi intero maggiore implicherebbe la presenza di due quanti nello stesso stato (modo) e quindi una violazione del principio di Pauli. Mentre nell' ${}^4\text{He}$  il modo di energia più bassa al punto  $\Lambda$  può essere occupato da un numero macroscopico di quanti divenendo (praticamente) un campo classico, l' ${}^3\text{He}$  si comporta diversamente: i quanti del campo (gli atomi di  ${}^3\text{He}$ ) occupano uno dopo l'altro, come gli strati di una cipolla, i modi di energia crescente fino a una energia massima, l'energia di Fermi. Solo i modi vicini all'energia di Fermi, non essendo completamente occupati, sono dinamicamente attivi, potendo eccitarsi e diseccitarsi. Gli altri, completamente occupati, sono di fatto congelati. Come si vede, una differenza abissale, e tutto ciò per un'inezia, una minuscola trottola centomila volte più piccola dell'atomo che gira nell' ${}^3\text{He}$  e che nell' ${}^4\text{He}$  sta ferma. Questo, se ce ne fosse ancora bisogno, è un altro esempio dell'assoluta peculiarità strutturale di un campo quantistico e della completa inadeguatezza

di una descrizione atomista dei fenomeni della materia condensata alle basse temperature.

Agli inizi degli anni settanta, un gruppo della Cornell University durante una ricerca sulle proprietà termodinamiche dell' $^3\text{He}$  si imbatté in alcune anomalie nel comportamento di certe grandezze fisiche: era stata scoperta la superfluidità dell' $^3\text{He}$ . La superfluidità dell' $^3\text{He}$ , la cui fenomenologia è del tutto simile a quella dell' $^4\text{He}$ , scatta a una temperatura incredibilmente bassa, mille volte più piccola del punto  $\Lambda$ , 3 millikelvin a pressione atmosferica. È del tutto evidente che deve avere un'origine completamente diversa da quella dell' $^4\text{He}$ , ma quale? Alla comunità dei fisici della materia condensata non sfuggì la stretta analogia di questo fenomeno con l'altro, noto dagli inizi del Novecento, in cui sono coinvolti gli elettroni (fermioni di spin  $1/2$ ) di conduzione di un metallo, la superconduttività. Come vedremo fra poco, la moderna teoria della superconduttività, che soffre di paurose lacune concettuali, è stata portata alla metà degli anni cinquanta dagli americani John Bardeen, Leon N. Cooper e John R. Schrieffer (teoria BCS) a un livello descrittivo molto efficace, in sostanziale accordo con gli esperimenti.<sup>2</sup> Pertanto la teoria BCS viene applicata, con varie sottigliezze, alla superfluidità dell' $^3\text{He}$ , e con successivi raffinamenti apportati nel corso degli ultimi vent'anni «funziona». Ma funziona come funzionavano gli epicicli degli aristotelici tolemaici, in modo puramente strumentale, senza che le idee, le leggi generali e immutabili della fisica ne vengano coinvolte e confermate.

Questo è dunque il problema che affidiamo alla coerenza elettrodinamica: com'è possibile che delle palline-monadi, come gli atomi di  $^3\text{He}$ , riescano ad avere tra loro le interazioni richieste dalla teoria BCS? Infatti la superfluidità dell' $^3\text{He}$ , secondo la teoria BCS, richiede che gli atomi interagiscano fra loro a distanze dell'ordine di molte centinaia di volte più grandi della loro distanza media (circa  $3 \text{ \AA}$ ). Siamo ai confini della fantascienza. È ancora la circostanza, decisamente controintuitiva, che l'atomo d'elio nello

<sup>2</sup> Mi riferisco alla superconduttività a bassa temperatura, la superconduttività fredda. Per quella a temperature più elevate, la superconduttività calda, scoperta nel 1986, le cose stanno in modo diverso.

stato coerente è diverso dall'atomo del gas, a venirci in soccorso. La configurazione che otteniamo dalle nostre equazioni, insieme alla natura collettiva della dinamica coerente, ci permette di derivare senza parametri arbitrari il «potenziale» da immettere nella teoria BCS, e voilà, la superfluidità dell' $^3\text{He}$  è finalmente diventata una conseguenza, invero un po' riposta e tortuosa, delle semplici leggi della QED. In particolare, ciò che soddisfa l'«occhio della mente» è la scoperta della ragione intrinseca delle correlazioni a grande distanza e la loro dimensione fra gli spin dei nuclei: i domini di coerenza dell' $^3\text{He}$  hanno il diametro di  $1000 \text{ \AA}$  (trecento distanze interatomiche) e all'interno di questi domini le nuove configurazioni elettroniche degli atomi accoppiano fra loro gli spin dei nuclei, mediante la ben nota «interazione iperfina» della fisica atomica. Può suonare astruso ma, come per la musica, non è necessario saper suonare gli strumenti per apprezzare una piacevole armonia. Superato l'ostacolo della superfluidità dell' $^3\text{He}$ , posso finalmente affrontare il vasto problema della superconduttività.

Scoperta nel 1911 dall'olandese Heike Kamerlingh Onnes, nel suo laboratorio di basse temperature dell'Università di Leida, la superconduttività da allora non ha cessato di meravigliare e occupare le meditazioni dei più grandi fisici di questo secolo. Il fenomeno è banalmente semplice: la maggior parte dei materiali conduttori di elettricità, a una ben definita temperatura, la «temperatura critica»  $T_c$  (molto bassa, qualche grado centigrado al di sopra dello zero assoluto,  $-273 \text{ }^\circ\text{C}$ ), cessano di dissipare energia (l'effetto Joule delle resistenze delle stufette), la loro resistenza crolla rapidamente a zero. Il conduttore è diventato «superconduttore». Nello stato «superconduttivo» succedono altri fatti molto strani, come l'effetto Meissner e l'effetto Josephson, ma la loro descrizione ci porterebbe troppo lontano, oltre lo scopo di questo libro. Non è neppure difficile immaginarsi che cosa accade al conduttore alla temperatura critica. Com'è noto, la resistenza di un conduttore deriva dalla dissipazione dell'energia del fluido di elettroni che percorre il conduttore, la corrente elettrica. Questa dissipazione avviene mediante gli urti che gli elettroni fluendo nel metallo hanno con gli ioni del reticolo. Nello stato superconduttivo gli elettroni debbono dunque aver perso la capacità di dissipare la loro energia cinetica a causa

della transizione a uno stato coerente, come nel caso della superfluidità dei due isotopi dell'elio. Ma di quale stato coerente si tratta?

Il merito di Bardeen, Cooper e Schrieffer (che per la loro teoria della superconduttività nel 1972 hanno ottenuto il premio Nobel) è di aver descritto efficacemente lo stato coerente degli elettroni di un superconduttore mediante la teoria quantistica dei campi. Hanno dunque associato correttamente agli elettroni un campo quantistico fermionico (gli elettroni hanno, come sappiamo, spin  $1/2$ ) di cui hanno riempito gli strati fino al livello di Fermi. Nella teoria corrente sono gli elettroni in prossimità del livello di Fermi che possono interagire con il reticolo mentre, come abbiamo visto, tutti gli altri sono congelati. Pertanto sono questi gli elettroni a cui deve succedere qualcosa alla temperatura  $T_c$ . Seguendo un'idea di Leon Cooper, Bardeen, Cooper e Schrieffer immaginano che ci sia un'interazione fra questi elettroni che genera correlazioni di lunga distanza fra coppie di questi, le cosiddette «coppie di Cooper», e mediante astute trasformazioni dovute al grande teorico russo N. N. Bogoliubov, riescono a scrivere le condizioni per l'esistenza di questo stato coerente che, oltre alla superconduttività, rende conto di tutte le altre peculiarità osservate sperimentalmente quando la temperatura è minore di  $T_c$ . La «gap equation» («equazione del divario») è l'espressione matematica che dev'essere soddisfatta perché si produca la transizione allo stato coerente superconduttivo. Questa dipende in modo cruciale dall'interazione fra gli elettroni, che viene inglobata in una grandezza puramente fenomenologica, il cosiddetto «potenziale di BCS». Non è difficile caratterizzare il potenziale di BCS che inserito nella gap equation produce lo stato superconduttivo con le caratteristiche osservate. Ma questa è fenomenologia, non è ancora una spiegazione, è solo una descrizione. Bardeen, Cooper e Schrieffer sono però più ambiziosi, vogliono fornire un meccanismo di interazione realistico tra gli elettroni da cui si possa dedurre il potenziale di BCS, e quindi gli aspetti qualificanti della superconduttività.

A questo punto avviene un volo pindarico, un salto logico che stranamente nessuno sembra notare.<sup>3</sup> I tre ripescano un suggerimento

<sup>3</sup> I dettagli di questa critica a Bardeen, Cooper e Schrieffer sono riportati nel mio libro *QED Coherence in Matter*, già citato.

di Herbert Fröhlich secondo cui gli elettroni possono interagire fra di loro urtando uno ione, producendo un'onda sonora che trasferisce l'interazione a un altro elettrone; e con questa interazione «elettrone-fonone» costruiscono con opportune «innocenti» approssimazioni il potenziale di BCS. Il successo è strepitoso: a parte la forza dell'interazione che deve essere «messa a mano», la teoria BCS predice un effetto, l'effetto isotopico, che è stato sperimentalmente osservato. Questo effetto consiste in una semplice dipendenza di  $T_c$  dalla massa dell'isotopo (dello stesso elemento chimico ma con massa nucleare diversa, come  $^3\text{He}$  e  $^4\text{He}$ ). Il salto logico è, ovviamente, nascosto nelle approssimazioni «innocenti»<sup>4</sup> che di fatto convertono una interazione il cui raggio di azione è di pochi Å in un potenziale di BCS, il cui raggio di azione è circa diecimila volte più grande. Poiché, non c'era da dubitarne, la coerenza dello stato superconduttivo si estende su distanze di migliaia di costanti reticolari ( $3 \div 4$  Å). Non mi è allora difficile dimostrare che, se si evitano le «innocenti» approssimazioni di Bardeen, Cooper e Schrieffer, la gap equation non ha soluzioni, la superconduttività scompare.

Tuttavia l'effetto isotopico suggerisce che l'interazione fra gli elettroni debba necessariamente passare attraverso l'interazione elettrone-ione del metallo. Ora, la coerenza elettrodinamica prevede, come vedremo nel prossimo capitolo, che gli ioni del metallo costituiscano un plasma che oscilla in fase attorno ai punti del reticolo. Queste oscillazioni di frequenza ben definita mediante l'interazione elettrostatica si «portano dietro» gli elettroni che oscillano anche loro in fase con gli ioni e quindi fra di essi. Pertanto la coerenza degli ioni induce una coerenza fra gli elettroni di conduzione che, come la frequenza, dipende dalla massa degli ioni, come vuole l'effetto isotopico. Posso ora calcolare il potenziale di BCS e trovo che ha tutte le caratteristiche necessarie a capire la superconduttività. In particolare ciò che distingue questa teoria da quella BCS è che ora la correlazione a grande distanza è nell'interazione stessa, poiché gli ioni sono coerenti all'interno di un dominio di coerenza, le cui dimensioni si possono facilmente calcolare e ri-

<sup>4</sup> Per chi conosce la teoria mi riferisco al «taglio» del potenziale alla «frequenza di Debye», che è completamente ingiustificato, come ho dimostrato nel mio libro *QED Coherence in Matter*.

sultano essere dell'ordine del micron (1 micron equivale a  $10^{-4}$  cm e a  $10^4$  Å), proprio come si osserva in natura.

Si apre così per me e per i miei allievi l'eccitante prospettiva di poter *calcolare* le proprietà superconduttive dei più disparati materiali, oltre a quella ancor più eccitante di cercare di modellizzare e sperabilmente comprendere la superconduttività ad alta temperatura. Infatti dalla scoperta avvenuta nel 1987 a opera di Johannes Bednorz e Karl Müller (un team tedesco-svizzero) non è ancora all'orizzonte neanche una comprensione fenomenologica del meccanismo che permette a particolari ceramiche, dette perovskiti, di diventare superconduttrici a temperature superiori di oltre  $100^\circ\text{C}$  a quelle dei superconduttori freddi.

Vorrei ora chiudere con alcune considerazioni generali sull'argomento di questo capitolo. I fenomeni della superfluidità e della superconduttività, così bizzarri e inattesi, hanno posto gli atomisti trionfanti del xx secolo di fronte a una realtà che chiaramente trascende il gioco di «matrioske» in cui si sono dilettrati, anche con risultati molto importanti. Il grande vantaggio di questa materia super è la sua semplicità strutturale e quindi la riproducibilità dei suoi fenomeni: basta giungere alle temperature giuste e chilometri più o meno sporchi di cavi di piombo smettono di opporre resistenza al passaggio di una corrente elettrica. Il fenomeno superconduttivo è ostensibilmente macroscopico, riguarda sistemi contenenti multipli del numero di Avogadro di elettroni, i quali smettono di comportarsi come palline e assumono i caratteri di campi d'onda, quantistici per giunta.

Cosa fa l'atomista dominante? Si pone il problema che gli «uncini», che crede di avere spezzato nella decomposizione della materia in entità sempre più elementari, molto difficilmente potranno tenere insieme gli stati coerenti macroscopici che caratterizzano la materia super? Sente l'esigenza di cercare una sorgente di olismo nelle sue semplici ed eleganti leggi del modello standard? Assolutamente no, mai un dubbio, mai un tentennamento sulla possibilità di «salvare questi fenomeni» all'interno del paradigma. Passa accanto (Hepp e Lieb) a quella che potrebbe essere la chiave e la getta nella spazzatura sulla base di argomenti sofisticati ed erronei. Ha scoperto la buona «cinematica» (Bardeen, Cooper e Schrieffer), il problema è di capire una buona volta la dinamica, e invece, pur di sal-

vare il paradigma (l'interazione fra la pallina-elettrone e la pallina-fonone), si avvita in una serie di paralogismi. Dobbiamo cercare di trarre un ammaestramento da tutto ciò, pena il crollo e la fine di questa luminosa, sottile, fragile ed esaltante scoperta che i nostri padri fecero quattro secoli fa: la scienza moderna.

13.

### Magie della coerenza

Mano a mano che il programma di ricerca si sviluppa, la facilità, l'agio con cui esso spiega aspetti della fisica della materia condensata ritenuti oscurissimi (come abbiamo visto negli ultimi tre capitoli), mi inducono a pormi in modo sempre più insistente la domanda: perché proprio io? È mai possibile che per venire alla luce una conseguenza così immediata della fisica del laser, studiata in lungo e in largo negli ultimi trent'anni, abbia dovuto aspettare un «particellaio»?

Credo finalmente di trovare una risposta convincente in un libro di uno dei maggiori fisici teorici della materia condensata, il Nobel Philip Anderson, direttore dei Bell Labs (tra i più prestigiosi laboratori di ricerca sulla materia condensata), professore a Princeton, membro di tutte le Accademie (l'esatto opposto del grande Giordano Bruno, «membro di nulla Accademia»), in breve un influente cardinale, se non il papa della chiesa laica che è la scienza di oggi. Nel suo *Basic Notions of Condensed Matter Physics*<sup>1</sup> Anderson liquida i vari tentativi di applicare la fisica del laser ai sistemi della materia condensata con il seguente argomento: il laser per funzionare ha bisogno di due componenti essenziali: una «pompa» e una «cavità». La pompa è un meccanismo che mediante un opportuno travaso di energia porta gli atomi in uno stato eccitato da cui essi irradiano la luce coerente del laser, mentre la cavità è un insieme di specchi, finemente e accuratamente disposti, che «intrappo-

<sup>1</sup> Philip W. Anderson, *Basic Notions of Condensed Matter Physics*, Benjamin-Cummings, Menlo Park (Cal.) 1984.

lano» il campo elettromagnetico nella regione spaziale in cui si trovano gli atomi. Senza pompa né cavità, Anderson decreta, niente coerenza. E poiché nella materia non c'è evidentemente nulla che possa spontaneamente produrre le pompe e le cavità necessarie alla coerenza, la conclusione non può che essere contraria all'esistenza di «laser spontanei» nella materia condensata.

La prova della fallacia di questo argomento era di fatto stata fornita circa dieci anni prima della pubblicazione del libro di Anderson da Hepp e Lieb. Come abbiamo già ricordato, essi nel 1973 avevano dimostrato rigorosamente che, nello stesso modello usato universalmente dai fisici del laser (il modello di Dicke), al di sotto di una data temperatura e al di sopra di una ben definita densità il laser si accende *spontaneamente*, senza pompa né cavità. Nella mia analisi (indipendente da quella di Hepp e Lieb, che non conoscevo) ero riuscito senza grande difficoltà a trovare le radici dell'errore di Anderson in una approssimazione (in gergo la «slowly varying envelope approximation») che per i laser ordinari vale, ma che fallisce proprio quando le condizioni sono tali da produrre spontaneamente uno stato coerente. Ed ero rimasto ammirato dall'astuzia della QED nel beffare il «decreto di Anderson»: la pompa è resa superflua dall'energia negativa dell'interazione materia-campo elettromagnetico (come ho spiegato nel capitolo 9), mentre la cavità è resa inutile dal fatto che a causa della forte interazione con il campo elettromagnetico la materia agisce come un mezzo il cui indice di rifrazione diventa molto grande, producendo all'interfaccia materia-vuoto il ben noto fenomeno della «riflessione totale», che non lascia fluire nello spazio circostante alcun raggio luminoso.<sup>2</sup>

Per riassumere, era toccato a me perché, come «particellaio», non conoscevo né Anderson né i suoi «decreti»: la mia ignoranza mi permetteva di seguire senza pregiudizi la logica delle mie equazioni. E la logica delle mie equazioni (le equazioni di coerenza) continua a sospingermi lentamente ma sicuramente nel cuore della materia, facendomi intravedere sempre più distintamente le «magie della coerenza» che ne governano la formazione e ne determinano le proprietà.

<sup>2</sup> Un altro modo di escludere che il campo elettromagnetico dello stato coerente possa essere irraggiato all'esterno discende dalla legge di conservazione dell'energia, e dal fatto che lo stato coerente è lo *stato di minima energia*, il CGS del capitolo 10.

Sono sempre rimasto colpito e stupito, sin dall'infanzia, dalle metamorfosi della materia: l'acqua che con il variare della temperatura diventa ghiaccio o vapore, il ferro che negli altiforni si liquefa, l'alcol che lasciato all'aria si volatilizza e raffreddato si ricondensa. Negli anni di università avevo cercato invano nei corsi di Struttura della materia, di Meccanica statistica e di Stato solido teorie convincenti su come si producano queste «transizioni di fase»: non si riusciva ad andare al di là della termodinamica, coi suoi diagrammi di fase determinati meticolosamente a partire da una fenomenologia tanto sterminata quanto carente di una *raison d'être*, di una base dinamica. Sulla mia strada di fisico delle particelle avevo trovato altre metamorfosi ma erano molto diverse, riguardavano un numero limitato di particelle, non lo sterminato  $N_A$ , il numero di Avogadro, coinvolto nelle transizioni di fase, e quelle metamorfosi potevano infine comprendersi come la commedia del fondamentale e proteiforme attore della fisica adronica, il quark. Il mistero rimane. È solo con le nuove idee della coerenza elettrodinamica e la sua ben definita strategia per la ricostruzione della materia che diventa per me reale la prospettiva di poter finalmente capire questi affascinanti fenomeni. Quello che segue è lo scenario delle transizioni di fase di un sistema semplice (ma concettualmente si applica a qualsiasi sistema, anche il più complicato), ad esempio il ferro con il decrescere della temperatura da valori alti, diciamo 5000 °C, allo zero assoluto, -273 °C.

A 5000 °C il ferro è un gas monoatomico, un gas «perfetto» che obbedisce alle leggi generali note sin dal Settecento. A pressione atmosferica la distanza tra gli atomi è molto grande, circa 30 volte quella del ferro solido, una distanza enorme che rende la probabilità che due atomi si urtino molto piccola. Abbassando la temperatura il gas si contrae, e alla temperatura di 3000 °C la distanza interatomica è scesa a 25 volte quella del solido, ancora una distanza ragguardevole, circa 80 volte il diametro dell'atomo. Pensare che a questa distanza un atomo possa influenzarne un altro con l'armamentario delle forze elettrostatiche (forze di Van der Waals) a disposizione dell'atomista è pura fantascienza. Eppure se abbassiamo la temperatura di un solo grado centigrado, a 2999 °C, ecco la metamorfosi! questo gas così rarefatto diventa immediatamente un liquido, di un acceso colore rosso. Dov'è la bacchetta magica? A

questa domanda provocatoria, l'atomista non trova di meglio che rifugiarsi nel campo del suo antico nemico, la termodinamica, e limitarsi a controllare che il liquido è davvero lo stato di minima «energia libera» come prescrivono le leggi della termodinamica. Per quanto riguarda la dinamica, la sua fede nelle forze di Van der Waals è incrollabile; peccato che i mezzi di analisi di un sistema così complesso, i supercomputer, siano ancora di là da venire!

Ben diversa è la risposta della coerenza elettrodinamica. Nessuna bacchetta magica! Gli atomi di ferro sono da un bel pezzo in comunicazione elettromagnetica su un certo numero di frequenze, legate alle transizioni degli elettroni; ma la densità è così bassa e l'interferenza delle fluttuazioni termiche così forte che la rete (il network) di segnali elettromagnetici non riesce a mettere completamente in fase gli atomi. La temperatura della metamorfosi, della transizione di fase gas-liquido, è quella temperatura unica, la temperatura di transizione, in cui l'interferenza termica non riesce più a vincere la coerenza elettromagnetica; il campo elettromagnetico si rafforza inducendo gli atomi ad avvicinarsi, ad aumentare la densità. Si scatena un processo a valanga che si fermerà soltanto quando la distanza fra gli atomi raggiunge un valore piccolo abbastanza da far sì che le forze repulsive (dovute alla repulsione elettrostatica degli elettroni) compensino il guadagno energetico della coerenza elettrodinamica. Il liquido è ora stabile e rimarrà tale fino a che la temperatura non scenderà fino a 1535 °C; qui un'altra metamorfosi lo attende, la transizione liquido-solido, in cui la densità cambia in modo insignificante ma – e questo è veramente meraviglioso – gli atomi si dispongono secondo un reticolo cristallino ordinato. Si è formato così d'incanto un cristallo con alcuni difetti, è vero, ma che spariranno abbassando ancora la temperatura.

Mentre l'atomista continua a rifugiarsi nel campo della termodinamica, la coerenza elettrodinamica ha individuato un altro tipo di antennina, quella associata alle oscillazioni dell'atomo (o meglio dello ione attorno a cui oscillano gli elettroni dell'antennina che ha dato origine al liquido) che manda segnali incerti fino a che la temperatura e l'interferenza termica sono abbastanza basse da permettere il processo a valanga su queste nuove frequenze. La differenza cruciale tra le antennine degli elettroni e quelle degli ioni è che, mentre per gli elettroni le frequenze non dipendono dalla posizione

degli atomi, quelle degli ioni sì, e il sistema si stabilizza soltanto quando le posizioni reciproche degli atomi sono fisse, formano un reticolo cristallografico regolare.<sup>3</sup>

Ecco uno scenario di piacevole contemplazione per l'«occhio della mente»: i liquidi, almeno quelli alle alte temperature (l'acqua, l'abbiamo visto, è uno di questi), sono tali perché la coerenza elettrodinamica coinvolge i leggerissimi elettroni, i cristalli debbono il loro stupefacente ordine spaziale (e la loro rigidità) al fatto che il processo coerente «inchioda» gli ioni a oscillare in fase attorno ai punti di un reticolo ordinato. È una «magia» completamente razionale: è la magia della coerenza.

Facciamo un salto indietro, verso la fine degli anni cinquanta. Rudolf Mössbauer è un brillante fisico sperimentale, studente di dottorato all'Università di Monaco di Baviera. L'argomento della sua tesi è uno studio sistematico del ben noto fenomeno dell'assorbimento risonante nucleare. Si tratta di questo. Esistono dei nuclei, isotopi di nuclei stabili (i 92 elementi stabili), che decadono molto lentamente emettendo raggi  $\gamma$  come l'iridio-191, il nucleo radioattivo scelto da Mössbauer. Il suo problema è di misurare la probabilità che un raggio  $\gamma$ , la cui energia è considerevole (129 KeV) e la lunghezza d'onda molto piccola (circa un decimo di Å, un quarantesimo della costante reticolare dell'iridio), venga assorbito da un altro nucleo già decaduto, riportandolo nello stato eccitato, instabile di partenza.

La teoria allora in voga prevedeva una forte dipendenza di questa probabilità dalla temperatura per il seguente motivo: il raggio  $\gamma$  emesso non ha esattamente l'energia (la frequenza) della transizione nucleare poiché ne deve cedere una piccola frazione al nucleo che, per conservare l'impulso, deve «rinculare». Questo fenomeno, noto come «effetto Doppler», ci è familiare: il fischio del treno è più acuto quando questo si avvicina, più grave quando si allontana. Inoltre per essere assorbito il fotone deve avere un'energia un po' superiore a quella della transizione nucleare perché deve cederne al nucleo, che deve ancora una volta «rinculare», una frazione uguale a quella persa nell'emissione. Al fenomeno di «risonanza» fra emis-

<sup>3</sup> L'argomento è discusso per la prima volta in E. Del Giudice, C. P. Enz, R. Mele e G. Preparata, *Solid <sup>4</sup>He as an ensemble of superradiating nuclei*, pubblicato nel 1993 dal «Nuovo Cimento».

sione e assorbimento del  $\gamma$  si frappongono dunque due ostacoli: il  $\gamma$  emesso ha un'energia un po' inferiore a quella nominale, e il  $\gamma$  che può essere assorbito deve avere un'energia un po' superiore ad essa. C'è una lacuna da colmare che, a temperatura ambiente, è riempita dalle fluttuazioni termiche le quali comunicano ai nuclei un moto caotico che talvolta compensa il divario di frequenze causato dall'effetto Doppler. Pertanto (questa è l'aspettativa generale) raffreddando il cristallo fino allo zero assoluto, dove le fluttuazioni termiche si spengono, il fenomeno deve gradualmente scomparire.

Facile immaginare la sorpresa, l'emozione, il timore che debbono affollare i pensieri del giovane Rudolf quando scopre che, invece di affievolirsi, il segnale dell'assorbimento risonante va grandemente rafforzandosi con il decrescere della temperatura. Che cosa succede? È possibile che abbia compiuto un errore marchiano? L'esperimento è relativamente semplice e «pulito», quindi ben presto si convince della sua correttezza: ha scoperto un nuovo fenomeno, l'«effetto Mössbauer», per cui nel 1961, a soli trentadue anni, riceverà il premio Nobel. Stabiliscane la realtà, la verità scientifica, viene ora per Mössbauer il gran «mal di testa» di trovarne la ragione nelle leggi fisiche conosciute. La ricerca non dura però a lungo, la teoria del suo effetto si basa su sviluppi di meccanica quantistica degli anni quaranta e cinquanta, dovuti a Willis Lamb jr. e a Robert H. Dicke (una nostra vecchia conoscenza), che mostrarono che in un reticolo perfetto (matematico) gli atomi emettono e assorbono radiazione praticamente senza rinculo. È infatti il reticolo, globalmente, che compensa l'impulso dell'emissione e dell'assorbimento della radiazione: è come se a sparare un fucile non fosse un solo cacciatore, la cui spalla rincula allo sparo della cartuccia, ma un plotone di tiratori legati fra loro rigidamente, per cui il rinculo è ovviamente molto più piccolo.

Tutto perfettamente in ordine, dunque; ma perché allora la maggioranza dei fisici si attendeva altro e molti accettarono l'effetto Mössbauer soltanto dopo aver cercato, senza successo, con ogni mezzo di farlo scomparire? Forse perché in quegli anni i fisici erano ancora in grande maggioranza convinti realisti: una cosa è il modello matematico, un'altra è la realtà fisica. Le teorie di Lamb e Dicke sono perfettamente logiche ma si riferiscono a un reticolo matematico in cui i nuclei occupano posizioni matematicamente precise:

un modello che è del tutto ragionevole se la lunghezza d'onda della radiazione coinvolta (la risoluzione spaziale intrinseca) è maggiore o dell'ordine della distanza reticolare (circa  $3 \text{ \AA}$ ). Su queste scale poco importa che il reticolo sia definito precisamente o meno, matematica e fisica convivono pacificamente. Ma le cose sono molto diverse quando la lunghezza d'onda del raggio  $\gamma$  di Mössbauer (circa  $0,1 \text{ \AA}$ !) è oltre 30 volte minore della distanza reticolare: qui non c'è reticolo matematico che tenga. La libertà asintotica, dogma dell'atomista, non permette a queste distanze di considerare l'insieme dei nuclei altro che un «gas, con obbligo di rinculo». E allora? Invece di scartare una scappatoia facile, ma opposta al suo senso della realtà, l'atomista, che si sta costituendo in comunità aristotelica, l'accetta e si distacca da un fermo ancoraggio alla realtà, diventando un «convenzionalista». Il seguito della storia, che mi vede coinvolto, mi auguro serva anche da valida illustrazione della sterilità del punto di vista convenzionalistico e del suo tenue legame con la realtà, anche se alcuni filosofi della scienza, oggi in voga, continuano a enfatizzarne l'impeccabile fondamento logico e il liberale spirito di tolleranza.

È nel 1990, all'Università del Maryland, durante una discussione con Joe Weber, un affascinante personaggio che reincontreremo fra poco, che l'effetto Mössbauer entra nel mio spazio mentale. Ne avevo sentito parlare negli anni di università, ma le complicate e imbarazzate spiegazioni che avevo ricevuto ne avevano provocata la più completa rimozione. Joe cita l'effetto Mössbauer come l'ispiratore di un incredibile programma di ricerca che gli permetterà di toccare con mano alcune «magie della coerenza», trasformando la sua vita accademica in un autentico incubo. L'intesa con Joe è ormai salda, le cose che mi dice sono sufficienti per farmi capire che è probabilmente nella coerenza elettrodinamica la chiave per legare la scoperta del giovane Mössbauer alla realtà delle leggi della QED. Ne discuto con Tullio Bressani, che aveva condotto anni addietro alcuni esperimenti sull'effetto, e con Emilio Del Giudice. Una volta compreso che un cristallo deve il suo ordine spaziale alla coerenza elettrodinamica del moto dei nuclei, come ho spiegato più sopra, l'effetto Mössbauer diventa perfettamente intelligibile: il nucleo che decade non è mai solo, nemmeno alla scala spaziale minuscola della lunghezza d'onda del raggio  $\gamma$ . Esso è parte di un'on-

da, un sistema coerente che si estende almeno in dominio di coerenza, il cui diametro eccede il micron. In un dominio di questa dimensione si trovano almeno cento miliardi di nuclei, largamente sufficienti ad assorbire collettivamente il rinculo dell'emissione/assorbimento del  $\gamma$ . La coerenza elettrodinamica, attraverso le oscillazioni dei nuclei in fase con un ben determinato campo elettromagnetico, riesce dunque a recuperare la perfetta rigidità del reticolo matematico di Lamb e Dicke, impossibile (come pure dimostriamo nel lavoro che pubblichiamo sul «Nuovo Cimento»<sup>4</sup> all'interno del «meccano elettrostatico», il paradigma degli atomisti.

Ai filosofi della scienza, di cui ho parlato, tutto ciò può sembrare sterile polemica: la lunga circonlocuzione della coerenza elettrodinamica dopo tutto giunge alle stesse conclusioni di Mössbauer, in accordo con le osservazioni, con un ritardo di trent'anni. Un risultato che difficilmente può definirsi esaltante.

Trovo conferma di aver contribuito ad aprire un piccolo squarcio nel mistero che avvolge la realtà all'inizio del 1995, quando sul mio tavolo giunge un articolo di due fisici russi, dell'Università di San Pietroburgo. «Il Nuovo Cimento» mi chiede di darne un parere poiché la prima tornata di refereeing era stata negativa e i due autori, Skorobogatov e Dzevitskii, avevano risposto a difesa del loro lavoro con una lettera di rara civiltà intellettuale. Mi metto immediatamente al lavoro. Mi basta la lettura dell'abstract (il riassunto dell'articolo) per entrare in uno stato di grande eccitazione; i due fisici hanno scoperto sperimentalmente, e interpretato teoricamente in modo corretto, lo stato di elevata coerenza dei nuclei di un cristallo. Hanno osservato per la prima volta l'«effetto Mössbauer stimolato». In un cristallo di tellurio (una delle tante «terre rare»), opportunamente preparato, hanno osservato non la probabilità di emissione e assorbimento di un raggio  $\gamma$ , privo di rinculo, come nell'ordinario effetto Mössbauer, ma la probabilità che l'emissione di un raggio  $\gamma$  «stimoli» l'emissione di un altro raggio  $\gamma$ . L'esistenza di questo processo fu dimostrata nel 1915 da Albert Einstein, che si servì di esso per derivare in altro modo la famosa formula di Planck. La teoria è veneranda e ben verificata e può dun-

<sup>4</sup> T. Bressani, E. Del Giudice, G. Preparata, *What makes a crystal stiff enough for the Mössbauer effect?*, pubblicato sul n. 3 del «Nuovo Cimento», 1992, pp. 345-49.

que applicarsi agli esperimenti dei due russi. Il risultato è però deludente, secondo Einstein la probabilità di osservare due  $\gamma$  uscire «insieme» dal cristallo è ridicolmente piccola, peggio che trovare un ago in un pagliaio: niente da fare.

Di queste «strane coppie» Skorobogatov e Dzevitskii ne vedono invece parecchie, tante da poter verificare che sono proprio il risultato dell'emissione stimolata. La discrepanza tra le predizioni di Einstein e l'osservazione è il «modico» fattore  $10^{18}$ , un miliardo di miliardi di volte! Ma, come osservano correttamente, non è Einstein a essere in fallo, ma la descrizione del cristallo come insieme di palline, seppure disposte rigidamente secondo un reticolo regolare. Il campo elettromagnetico di cui il raggio  $\gamma$  di Mössbauer è un quanto non è come quello di una lampadina i cui fotoni sono in uno stato caotico, senza alcuna relazione di fase: è emesso da sorgenti, i nuclei, appartenenti a un'onda di materia coerente. La teoria predice un'amplificazione dell'emissione stimolata di un fattore  $N$ , pari al numero di nuclei esistenti nel dominio di coerenza della radiazione. Il conto, facile a farsi, fornisce per questo numero proprio  $10^{18}$ . Un'altra «magia» che rientra nella razionalità della QED. Quale altro epiciclo il «convenzionalista» si dovrà inventare? Sono in trepida attesa.

Incontro Joe Weber nel febbraio 1988, a La Thuile, in Valle d'Aosta. Alcuni colleghi dell'Università di Torino hanno organizzato un convegno per fare il punto su quello che si è appreso sulla Super Nova 1987A, a un anno dalla sua esplosione.<sup>5</sup> L'ultima volta che lo avevo visto era il 1971, quando, nel corso di un colloquium alla New York University, descrisse i primi risultati della ricerca di onde gravitazionali con la sua antenna, una lunga sbarra cilindrica di alluminio del peso di qualche tonnellata. A quasi vent'anni di distanza ha mantenuto lo stesso fisico energico e asciutto, solo con qualche capello bianco in più. La ragione della mia presenza a La Thuile è una telefonata dell'amico e compagno di università Remo Ruffini, un astrofisico di fama internazionale (è lui che, insieme a John Archibald Wheeler, interpretò correttamente i primi dati in

<sup>5</sup> O meglio dall'arrivo della notizia della sua esplosione che, data la distanza, è avvenuta in realtà la bellezza di quarantamila anni fa, quando fra le montagne della Valle d'Aosta circolava probabilmente l'uomo di Neandertal.

favore dell'esistenza dei «buchi neri»), che mi invita a partecipare all'incontro perché ci saranno grosse novità.

Infatti, all'inizio dei lavori, Guido Pizzella dell'Università di Roma, stretto collaboratore di Edoardo Amaldi, presenta i risultati di uno studio (durato appunto un anno) dei dati raccolti da un'antenna alla Weber installata a Roma in coincidenza con l'antenna di Weber nel Maryland (poche miglia a nord di Washington), e con il rivelatore di neutrini NUSEX che i colleghi di Torino avevano installato in una caverna nel tunnel del monte Bianco. Fra lo stupore generale, Pizzella mostra l'evidenza di ben definite coincidenze fra questi tre rivelatori. L'unica interpretazione possibile di tali coincidenze è che si tratti degli effetti dell'enorme emissione di onde gravitazionali e di neutrini durante l'esplosione di quella stella delle lontane Nubi di Magellano, da cui emergerà poi una stella di neutroni.

La ragione di tanta emozione va ricercata nel fatto che questa sarebbe la *prima* osservazione di onde gravitazionali, un fenomeno previsto dalla teoria della relatività generale di Einstein, ma che fino ad allora si era rivelato così tremendamente elusivo.<sup>6</sup> Ma c'è un problema che Guido Pizzella non nasconde: in base alle teorie correnti della materia condensata le antenne non dovrebbero assolutamente essere sensibili all'esplosione di una stella grande circa venti volte il nostro sole, come la SN1987A (questa la sua sigla). Per spiegare i segnali che il suo gruppo e quello di Weber hanno osservato sarebbe dovuta esplodere una stella grande qualche migliaio di soli e questo è chiaramente da escludere. E allora? È a questo punto che Joe prende la parola per dire che qualche anno addietro aveva proposto un «nuovo metodo» per calcolare la sensibilità dell'antenna (la sezione d'urto) e aveva ottenuto un risultato alcuni milioni di volte (ancora numeri con molti zeri) più grande di quello generalmente accettato. Con questa sezione d'urto, conclude Weber, tutto torna: il risultato è perfettamente compatibile con ciò che si sa sulla stella esplosa. Si può pertanto concludere che le onde gravitazionali, l'elusiva predizione della teoria di Einstein, sono state finalmente scoperte.

<sup>6</sup> A dire il vero, verso la metà degli anni settanta, Joe Weber finì sulle prime pagine dei giornali per questa stessa scoperta. Ma la cosa andò più o meno come per la fusione fredda. La comunità scientifica non gli credette perché, come vedremo, la teoria corrente non lo consentiva.

Il discorso di Weber mi convince e non essendovi obiezioni mi rivolgo ad Amaldi, mio vicino, per congratularmi dell'importante risultato. Amaldi mi guarda, sospira e mi dice che le cose non stanno affatto come sostiene Weber: Cabibbo, a cui si era rivolto per avere un parere sul suo calcolo, si era rifiutato di prenderlo sul serio affermando che si trattava di un abbaglio. Voglio dargli io uno sguardo e riferire? Pur non avendo alcuna esperienza nel campo accetto, convinto che con un po' di studio riuscirò a venirne a capo. E l'incontro finisce in un'atmosfera di diffuso scetticismo che mi lascia molto turbato.

Torno rapidamente a Milano, impaziente di studiare i lavori di Weber, alla caccia di possibili errori. La cosa che più mi colpisce è lo strano uso che Joe fa della meccanica quantistica; sta maneggiando in modo non del tutto appropriato la teoria quantistica dei campi e il suo linguaggio mi lascia molto interdetto. Questi aspetti debbono aver avuto un ruolo non secondario nell'indurre i miei colleghi a rifiutare in blocco le deduzioni di Weber. Ma io debbo andare fino in fondo: ho dato la parola ad Amaldi che di lì a un mese, al più tardi, avrei tenuto a Roma un seminario su tutta la questione. Dopo aver fatto il calcolo «giusto», quello cioè che discende dalle idee correnti sull'interazione fra materia e campo gravitazionale e ottenuto il risultato «canonico», capisco quale ipotesi di Weber non è compatibile con queste idee: il nostro vuole fare interagire «coerentemente» tutti gli atomi dell'antenna con il campo gravitazionale, la cui frequenza è molto bassa, qualche kHz (1 kHz corrisponde a mille periodi al secondo). In base a quanto all'epoca sapevo io – che peraltro coincideva con la teoria generalmente accettata dello stato solido – ciò era impossibile non essendo l'onda gravitazionale capace di «mettere in fase» gli atomi alle loro frequenze caratteristiche (mille miliardi di volte maggiori di quelle delle onde gravitazionali). Il mio verdetto è quindi negativo; lo comunico ai costernati colleghi romani e lo pubblico sul «Nuovo Cimento». Per quanto mi riguarda l'episodio delle onde gravitazionali è concluso tranne un breve intervento a una conferenza sulla relatività generale a Perth in Australia, dove in polemica con Weber ricevo l'entusiastico supporto della comunità (una sensazione ormai molto poco familiare), per avere finalmente di-

mostrato in modo rigoroso l'inaccettabilità delle sgradevoli pretese di Weber.<sup>7</sup>

Ma un anno più tardi, nel novembre 1989, ricevo un e-mail da Pizzella, che con tono accorato mi chiede se sono proprio convinto della correttezza delle mie deduzioni. Per qualche ragione mi sono completamente dimenticato delle onde gravitazionali, mentre a quanto pare l'evidenza dei segnali di Pizzella è ulteriormente cresciuta. Rifletto: dall'incontro di La Thuile sono successe parecchie cose fra le quali l'«affaire Benveniste» e la fusione fredda, in cui mi trovo completamente immerso. No, non sono più affatto convinto che le mie deduzioni siano vere, essendo basate su una visione dello stato solido che so essere falsa, perché manca di coerenza elettrodinamica. Sono pronto a ripetere il calcolo nel nuovo quadro, in cui gli atomi della sbarra di alluminio sono in fase, come nell'effetto Mössbauer. Non trovo alcun ostacolo concettuale e in un paio di giorni ho il risultato: la mia sezione d'urto è da centomila a un milione di volte più grande di quella «canonica». Per quanto mi riguarda Pizzella può stare tranquillo, la sua analisi non è un abbaglio; hanno veramente scoperto le onde gravitazionali. Glielo comunico e ricevo un invito entusiasta a riferirne a Roma dove mi reco destando grande entusiasmo fra gli sperimentali e scetticismo fra i teorici (non c'era forse da aspettarselo?). Fu in quella occasione che vidi Edoardo Amaldi per l'ultima volta.

Da uomo onorato debbo ora riparare nei confronti di Joe Weber. Sebbene il mio calcolo non sia proprio quello che lui fece cinque anni prima, lo spirito, le idee che lo informano sono gli stessi. Gli scrivo una lettera in cui mi dico sinceramente addolorato per avere fornito, anche se in buona fede, armi (che ancora usano!) ai suoi nemici; ora che la mia visione della materia è mutata drasticamente non posso che ammirare la forza e la profondità delle sue intuizioni. Ne ricevo una risposta molto gentile, Joe mi ha perdonato e mi propone di collaborare: nasce un'amicizia cui tengo in modo particolare.

<sup>7</sup> Sgradevoli soprattutto in vista di un grande progetto (da qualche centinaia di milioni di dollari) che la comunità voleva realizzare (il progetto LIGO, che sta ora procedendo in modo abbastanza stentato). Se Weber avesse avuto ragione questo progetto sarebbe sfumato e molti fisici e tecnici avrebbero dovuto preoccuparsi del proprio futuro.

Conoscendo Joe capisco meglio le radici del suo singolare programma di ricerca che inizia con la scoperta del precursore del laser, il maser (per cui scandalosamente non riceverà credito), e si dispiega attraverso le antenne gravitazionali fino alla concezione di un incredibile rivelatore per neutrini. La fisica di Joe Weber<sup>8</sup> è dominata dalla intuizione del ruolo essenziale della coerenza (specialmente della materia nello stato cristallino), intuizione che ha avuto probabilmente origine dalle sue esperienze di ingegnere radiotecnico nella Marina americana durante gli anni della seconda guerra mondiale. La grande familiarità con i fenomeni delle onde elettromagnetiche «classiche» di grande ampiezza che Weber ha acquisito in quegli anni, unita allo studio della meccanica quantistica e dei suoi aspetti ondulatori compiuto dopo la guerra, deve avergli fatto fare, forse inconsciamente, il passo direttamente alla teoria quantistica dei campi e alle sue onde di materia che tanta parte hanno nella coerenza elettrodinamica. È su queste intuizioni che si basa un ultimo strabiliante risultato ottenuto da Joe Weber: la rivelazione con uno strumento da tavolo della più elusiva delle particelle elementari: il neutrino. Il neutrino, lo abbiamo visto, è simile all'elettrone, è neutro e ha una massa molto piccola (anche se molto probabilmente non nulla). La sua mancanza di carica implica che il neutrino interagisca con la materia solo mediante le interazioni deboli, che sono così deboli che all'energia tipica con cui emerge in un decadimento radioattivo, per fare un urto in un mezzo della densità della nostra terra, il neutrino deve viaggiare circa un anno-luce! Eppure, se invece di un mezzo sostanzialmente incoerente come la terra si fa attraversare al neutrino un cristallo molto rigido e duro come il diamante o lo zaffiro, basta un percorso di pochi centimetri per indurlo a cedere una frazione considerevole del suo impulso, dando luogo a effetti macroscopici che possono essere rivelati mediante, ad esempio, una bilancia di torsione.<sup>9</sup> Questo esperimento, di cui Weber ha sviluppato in modo corretto (che tiene conto della coerenza elettrodinamica) la teoria, ha dato i risultati attesi in completa contraddizione con la teoria generalmente accettata. Un'altra «magia» della coerenza.

<sup>8</sup> È questo il titolo di un capitolo del mio libro *QED Coherence in Matter*.

<sup>9</sup> Uno strumento inventato all'inizio dell'Ottocento da Lord Cavendish con cui si misurano, ad esempio, le forze che si esercitano fra cariche, le forze coulombiane.

La fisica nucleare è un campo che fin dai tempi dell'università ho cercato accuratamente di evitare. La ragione è, come sempre, l'alto livello di convenzionalismo che ne caratterizza l'impianto teorico che mette a profondo disagio il mio irriducibile realismo. Come in tutti i casi in cui il convenzionalismo, la modellizzazione matematica sottratta al puntuale riscontro con la realtà, prende il predominio, anche nella fisica nucleare il problema sta in attese teoriche drasticamente contraddette dall'osservazione. La caratteristica più significativa dell'interazione che lega i nucleoni (protoni e neutroni) in un nucleo è il suo corto raggio di azione, che non supera il raggio medio del nucleone, circa 1 fermi ( $10^{-13}$  cm).

Le basi teoriche di questo fatto, le cui solide fondamenta sperimentali lo mettono al riparo da ogni ragionevole dubbio, risalgono alla metà degli anni trenta. Intorno al 1935 il fisico giapponese Hideki Yukawa congettura l'esistenza di un campo quantistico che, a differenza di quello elettromagnetico, ha una massa differente da zero, legata al raggio finito delle interazioni fra nucleoni. Yukawa predice quindi l'esistenza di tre quanti (di carica positiva, negativa e nulla) di tale campo, i cosiddetti mesoni  $\pi$ , o pioni. Come abbiamo visto nel capitolo 3 il pione carico fu scoperto nel 1947 in un pacco di emulsioni nucleari.

Che struttura è lecito aspettarsi per un sistema di nucleoni tenuti insieme da forze il cui raggio non eccede le loro dimensioni, quale è certamente il nucleo? La risposta a questa domanda è immediata: una struttura del tutto analoga a quella dell'atomo di Thomson, che consiste in una sorta di gelatina di carica positiva entro cui oscillano come minuscoli semi gli elettroni carichi negativamente. Come sappiamo, Rutherford dimostrò che la carica positiva dell'atomo non era un fluido gelatinoso, ma era tutta concentrata in un nucleo molto piccolo e compatto, una sorta di sole attorno a cui su orbite ben definite ed esclusive ruotano gli elettroni. Nel caso del nucleo invece, la totale assenza di una struttura gerarchica e centrale come il nucleo, e la struttura continua e di corto raggio del campo pionico (che rende la metafora della gelatina particolarmente calzante) rendono la struttura alla Thomson, direi, obbligatoria. E invece una massa di dati accumulatisi nel secondo dopoguerra spinse i fisici nucleari Mayer e Jensen a proporre quello che è il modello di nucleo oggi universalmente accettato: il modello a strati (Shell Model).

Secondo questo modello i nucleoni percorrono nel nucleo orbite simili a quelle che gli elettroni dell'atomo percorrono attorno al nucleo. E la descrizione teorica che discende da questo semplice modello si è dimostrata talmente efficace che oggi è impossibile farsi un'immagine del nucleo al di fuori del quadro di riferimento dello Shell Model. Ma l'irragionevole accuratezza di questo modello rende ancora più acuto e stridente il contrasto con le previsioni della struttura alla Thomson che è la sola che possa ragionevolmente prodursi con forze del tipo contemplato da Yukawa. Come mai i nucleoni invece di oscillare tranquillamente attorno alle loro posizioni di equilibrio scelgono di ruotare vorticosamente in tutto lo spazio in cui si estende il nucleo? Quale assillo dinamico li muove? Di fronte a queste domande francamente imbarazzanti, i fisici nucleari a corto di un «perché» si rifugiano aristotelicamente nel «come»: dimostrano che una volta che i nucleoni si mettono a ruotare negli «strati» dello Shell Model generano un insieme di forze, il «potenziale autoconsistente» che, come dice il nome stesso, è consistente, non contraddittorio con la struttura del modello. Tutto ciò sa, aristotelicamente, di «cause finali» e il filosofo naturale, il realista galileiano non può che prendere tristemente atto del muro che nella visione generalmente accettata della fisica nucleare separa il mondo fenomenico dal mondo delle leggi fondamentali.

Nel 1990, galvanizzato dai passi avanti che sto compiendo nel programma della coerenza elettrodinamica, mi viene in mente di esplorare se per caso le forze nucleari non siano anch'esse coerenti e se il nucleo non sia anch'esso un minuscolo laser, i cui attori sono ovviamente diversi da quelli della materia condensata. La mia esperienza della QCD mi suggerisce immediatamente le analogie. Al posto del campo elettromagnetico c'è il campo mesonico: è vero che questo a differenza del fotone ha una massa, ma ciò non gli impedisce di propagarsi nello spazio, come il fotone, solo a una velocità più piccola di quella della luce. Anche l'antennina che emette e assorbe pioni è facilmente identificata nelle transizioni fra due vecchie conoscenze: il nucleone e la risonanza  $\Delta$  (cfr. cap. 3). La forza e i modi dell'emissione/assorbimento sono del pari tutti noti: si può partire alla conquista del laser nucleare. Il viaggio è piuttosto breve, le equazioni della coerenza hanno una struttura abbastanza complessa ma in fondo maneggevole; dalla loro soluzione sembra finalmente emergere il «perché» del nucleo. Vediamo come.

Secondo la QCD, le antennine  $N-\Delta$  si lanciano senza sosta messaggi attraverso il campo mesonico. Come nella QED questo network agisce in modo da mettere in fase le oscillazioni della materia nucleare ( $N-\Delta$ ) con quelle del campo mesonico realizzando in questo moto coerente un guadagno di energia, che tiene la materia legata nel nucleo. Il campo mesonico coerente agisce come un campo centrale nel quale volteggiano gli  $N-\Delta$ , che essendo fermioni si sistemano uno dopo l'altro (come vuole il principio di Pauli) sulle orbite permesse dal campo centrale. Esattamente come ipotizza lo Shell Model. Inoltre la QCD permette di *calcolare* la forma del potenziale autoconsistente e in particolare della cosiddetta «interazione spin-orbita» che ha un ruolo cruciale nella struttura dello spettro. E il calcolo è in accordo con le osservazioni.

Ritengo quella appena descritta una delle «magie della coerenza» che mi hanno arrecato maggiore gioia. Mi ero rassegnato a lasciare la fisica nucleare fuori dai miei interessi per il suo irriducibile convenzionalismo. E invece, con una semplice trasposizione della dinamica all'opera nella materia condensata, ecco qui emergere una spiegazione del nucleo dalle leggi fondamentali dell'interazione cromodinamica. Il filosofo naturale può ben rallegrarsi poiché un altro insieme di fenomeni è stato sottratto alla sterile addomesticazione del convenzionalista e una linea di ricerca affascinante e feconda<sup>10</sup> si è messa vigorosamente in moto.

<sup>10</sup> È la linea di fisica nucleare che perseguo con i colleghi dell'Università di Calabria, Renzo Alzetta e Giuseppe Liberti e che sta dando ottimi frutti, gettando luce su una quantità di aspetti della fisica nucleare rimasti fin qui oscuri.

Mi guardo attorno, il panorama nell'ultimo decennio è completamente cambiato. Dieci anni fa ero assorbito, quasi ossessionato da un unico problema, il vuoto della QCD e il confinamento dei quark. Adesso la mia attenzione passa indifferentemente dal mondo dei quark e degli adroni al ferromagnetismo, all'acqua, alla fusione fredda, ai cristalli, al nucleo con brevi puntate all'astrofisica (stelle di neutroni), come in un caleidoscopio il cui meccanismo di funzionamento è però uno solo: la coerenza della teoria quantistica dei campi. È ora che dedichi parte del mio tempo a ripensare ai principi che hanno guidato il viaggio di questo libro: i fondamenti teorici della fisica dei quanti da una parte e la struttura profonda del modello standard dall'altra.

È l'occasione della IX e ultima scuola invernale di Folgaria, nel febbraio 1994, a obbligarmi a fare i conti con una «vecchia bestia» che, come il lettore ricorderà, mi affligge dagli anni di università, la meccanica quantistica. Ho deciso di tenere una lezione elementare su questa poderosa teoria (basta pensare all'enorme attività che da sessant'anni fisici, filosofi, epistemologi dedicano ai suoi fondamenti), alla luce della mia esperienza di «militante» della teoria quantistica dei campi. Quello che segue è un riassunto (molto rielaborato) del testo, mai pubblicato, di quella lezione intitolata «Cos'è la fisica dei quanti? Ritorno alla teoria quantistica dei campi di Planck, Einstein e Nernst».

Per comprendere che cosa il fisico d'oggi intenda per fisica dei quanti (FQ) occorre ripercorrere storicamente il cammino che da Planck attraverso Einstein, Bohr, Heisenberg, Schrödinger, Dirac,

Pauli (per citare solo i più grandi) giunge ai giorni nostri. A differenza della relatività, che porta a compimento nella fisica classica la rivoluzione galileiana, la fisica dei quanti di Planck è drammaticamente rivoluzionaria, perché si allontana in modo netto dalla fisica classica e dalle sue certezze intuitive. Tuttavia, come vedremo, questa rivoluzione è essenzialmente una «rivoluzione tradita», oscurata e soppressa da quella che si può definire l'unica, vera rivoluzione nella fisica del xx secolo: la rivoluzione atomista.

Come abbiamo visto nel capitolo 9, la rivoluzione atomista riguarda la rappresentazione della materia, che i trionfi della termodinamica della seconda metà dell'Ottocento avevano considerevolmente avvicinato alla *σλη* di Aristotele, materia continua e indifferenziata, caratterizzata dalle variabili termodinamiche e dalle equazioni di stato che le connettono. Per Mach, Ostwald e i loro seguaci ogni descrizione microscopica doveva essere relegata nel campo della speculazione metafisica. È un'ironia della storia che il suicidio di Boltzmann, probabilmente legato all'asprezza della sua controversia con Mach, segni l'inizio dell'eclisse del paradigma olistico-termodinamico contro cui Boltzmann aveva lottato strenuamente.

Ho raccontato nel capitolo 9 il crescendo di successi che portò il paradigma atomista a divenire il punto di riferimento incontrastato della scienza del Novecento. L'attenzione preminente che acquistano i «mattoni fondamentali» della materia ha, dopo la prima guerra mondiale, una influenza determinante sulla fisica dei quanti, spostando il punto focale dalla visione campistica predominante nella visione di Planck a quella del comportamento quantistico delle particelle, i sistemi meccanici con un numero finito di gradi di libertà della meccanica quantistica, definita anche «prima quantizzazione». In modo un po' impressionistico possiamo affermare che nella fisica classica la materia, costituita da punti materiali (gli atomi ecc.) è essenzialmente discreta, mentre i campi d'onda sono continui. Nella fisica dei quanti, la visione classica subisce una strana metamorfosi: nelle mani di Planck il campo elettromagnetico continuo si sbriciola in una miriade di palline, i fotoni, che viaggiano alla velocità della luce, mentre nelle mani di Einstein un solido, un reticolo, struttura discreta per eccellenza, diventa un campo di materia i cui quanti, i fononi, sono in tutto

analoghi ai fotoni di Planck. Con questa impostazione nel 1908 Einstein riesce per la prima volta a descrivere correttamente i calori specifici dei solidi, che, in accordo con il teorema del calore di Nernst, il cosiddetto «terzo principio della termodinamica», allo zero assoluto debbono annullarsi. La scoperta di Einstein è molto importante perché mostra la stretta connessione fra la richiesta del teorema di Nernst che un sistema materiale comunque complesso sia descritto allo zero assoluto da un *unico* stato quantistico, il Ground State, e la sua realizzazione naturale mediante un campo quantistico nello stato di minima energia.

In tal modo, prima dello scoppio della prima guerra mondiale la fisica dei quanti aveva già acquisito le nozioni concettuali fondamentali della TQC e delle infinite connessioni che un campo quantistico stabilisce, in modo globale, fra gli eventi del dominio spazio-temporale in cui è coerente. Gli sviluppi che avvengono nel primo dopoguerra e che porteranno nel 1925 alla scoperta della meccanica quantistica vanno in una direzione diversa. È difficile individuare un unico motivo ideologico per questa inversione di tendenza, per la «rivoluzione tradita», ma, come ho già detto, un ruolo importante in tutto ciò lo ha sicuramente avuto il paradigma atomista con la sua concentrazione di attenzione sulla particella isolata. Influenzati da questo paradigma i fisici degli anni venti, Heisenberg, Schrödinger e i loro colleghi, sono alla ricerca delle leggi dinamiche che governano le singole particelle. Il comportamento ondulatorio di un fascio di elettroni messo in evidenza dagli esperimenti di Davisson e Germer e di Stern e Gerlach, che fa evidentemente a pugno con l'idea di particella, seguendo un'idea del francese de Broglie, viene «salvato» mediante l'introduzione di una «funzione d'onda». La funzione d'onda di Schrödinger  $\psi$  ha un'ampiezza e una fase come un qualsiasi campo classico, ma non può essere un campo, poiché sappiamo che nella TQC vale la fondamentale relazione di incertezza

$$\Delta n \Delta \varphi \geq \hbar,$$

che priva di ogni senso la fase di sistemi con  $\Delta n = 0$ , con un numero definito di particelle, quali sono quelli della meccanica quantistica. E se non un campo, la  $\psi$  che cosa è mai? Questa è la domanda su cui, dall'epica contesa che vide Schrödinger da una

parte e Bohr e Heisenberg dall'altra, si stanno scervellando i fisici. Giacché l'unica interpretazione coerente (e per molti inaccettabile, di qui la bagarre) della  $\psi$  è che essa non descriva la realtà (che secondo i convenzionalisti, in perfetto accordo con l'epistemologia di Bellarmino, la scienza non può conoscere) ma l'informazione che noi possiamo raccogliere su di essa. Una vivace illustrazione di questa che è l'interpretazione dominante della  $\psi$  ce la dà l'influente fisico americano John Archibald Wheeler, che in un recente scritto ci ricorda che «la  $\psi$  sta alla realtà fisica, come il bollettino meteorologico sta al tempo». Incapace di fare i conti con la realtà il fisico non trova altra scelta che rifugiarsi nell'ampio seno del convenzionalismo; il mondo oggettivo si dissolve nel più maneggevole mondo soggettivo, cui la  $\psi$  appartiene. Alla certezza della predizione classica non solo viene sostituita la probabilità quantistica, ma questa acquista una qualità puramente soggettiva come le predizioni di un meteorologo.

Ritengo che l'inaccettabile soggettivismo che permea l'interpretazione generalmente accettata della meccanica quantistica, basata sulle idee di Niels Bohr e della scuola di Copenaghen, abbia un'unica ragione: la meccanica quantistica non è una teoria completa della realtà. Per completarla non occorre, come pensava Einstein, aggiungere nuove variabili, i «parametri nascosti»: questa strada è stata sbarrata definitivamente dai lavori dell'inglese John Bell il quale, nella metà degli anni settanta, dimostrò che essa conduceva a una descrizione erronea della realtà quantistica. Per completarla basta *abbandonarla* e ammettere la TQC come unica descrizione della realtà, di cui la meccanica quantistica è una approssimazione o schematizzazione, limitata all'analisi di processi quantistici in regioni spazio-temporali arbitrariamente delimitate, dove con buona probabilità si trova un singolo quanto del relativo campo d'onda materiale. Non c'è quindi da meravigliarsi se, prendendo queste approssimazioni come una rappresentazione completa della realtà fisica, si incappa in insostenibili paradossi e per addomesticare il gatto di Schrödinger, per risolvere il paradosso di Einstein, Rosen e Podolskij, per violare le disuguaglianze di Bell ci si deve rifugiare nel più comodo mondo del soggettivismo, dove il rigore di una realtà irraggiungibile viene sostituito dalla permissività di un gioco di società.

Se invece si ritorna ai campi quantistici di Planck, Einstein e Nernst e si accettano come una descrizione fedele della struttura dell'universo (una struttura ovviamente non classica) e se, soprattutto, non si arretra di fronte alla profonda interconnessione di passato, presente e futuro che la «cinematica» del campo quantistico implica, il reale torna a essere razionale, e il razionale, la TQC, reale. È questa totalità, questa *oneness*, come più espressivamente la definisce la lingua inglese, del campo quantistico che protegge l'osservazione e la sua interpretazione all'interno della TQC, dalla sciagura di uno scetticismo in cui la realtà si dissolve, la scienza diventa gioco sociale e ogni sorta di setta e di chiesa può reclamare il suo pezzo di «verità», anche scientifica.

Contemplo questa sintesi qualitativa (sarà interessante ritornarvi sopra e svilupparla sistematicamente e logicamente) della realtà quantistica come uno dei frutti più dolci e maturi del mio lungo cammino nei meandri della TQC, cominciato a Princeton nel 1967. Senza di essa, sono sicuro, non avrei mai avuto la forza né il coraggio di fare quello – poco o molto – che ho fatto.

Regolati i conti con la meccanica quantistica e rafforzata la fiducia nell'adeguatezza della TQC a dar conto della «forma» della realtà naturale, sento l'urgenza di esaminare in profondità il «contenuto»: il modello standard. Nel capitolo 6 ho mostrato che la struttura teorica del modello standard, che si basa sulle teorie di gauge costruite con i gruppi di simmetria  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ , viene completata nel lontano 1971, anche se il suo contenuto di materia, quark e leptoni, si è nel frattempo arricchito di un doppietto di leptoni, il leptone  $\tau$  e il suo neutrino  $\nu_\tau$ , e ovviamente (!?) di un doppietto di quark, il  $b$  (bottom) e il  $t$  (top), quest'ultimo scoperto nella primavera del 1995 al Tevatrone di Fermilab a Chicago. Inoltre, in esperimenti compiuti al Large Electron Positron (Collider) (LEP) del CERN si è ottenuta evidenza che i doppietti sono al completo, nel senso che nelle osservazioni del comportamento della sezione d'urto dell'annichilazione di elettroni e positroni alla ragguardevole energia di 92,6 GeV, la massa del bosone elettrodebole  $Z^0$ , non c'è alcuno spazio per l'esistenza di un nuovo neutrino leggero, come negli altri doppietti leptonici.

Nonostante gli esperimenti non facciamo che confermare puntualmente la rimarchevole architettura del modello standard con il

suo parallelismo tra quark e leptoni, da un punto di vista concettuale rimangono due grosse lacune. La prima è comune a tutte le teorie di campo «locali», i cui campi sono definiti in domini spazio-temporali arbitrariamente piccoli, al limite sul singolo evento. La seconda ha a che fare con la dinamica specifica del modello standard con il problema, come vedremo fra un momento, dell'origine delle masse, sia della materia sia dei bosoni elettrodeboli.

Per quanto riguarda la prima lacuna, ho già ricordato il rifiuto da parte del grande Dirac delle manipolazioni matematicamente infondate che permisero ai fondatori della QED di ottenere i successi strepitosi della «teoria della rinormalizzazione». Questi trucchi, su cui ho udito Dirac, uomo mite e molto «britannico», pronunciare parole di fuoco, sono resi necessari dalla «località» dei campi quantistici, dal fatto che questi sono definiti in uno spazio-tempo *continuo*, dove è possibile distinguere due punti, due eventi, arbitrariamente vicini. È facile capire come in una teoria del genere emergano grandezze fisiche prive di senso, infinite.

Consideriamo ad esempio una sferetta carica di raggio  $R$ ; un semplice calcolo di elettrostatica dimostra che la sua energia elettrostatica (il lavoro che si è dovuto compiere per confezionare la pallina concentrando cariche «sfuse» nelle sferette) è data (in unità opportune, dette naturali) da  $E = \alpha/R$ , dove  $\alpha = 1/137$  è la «costante di struttura fine». Facendo tendere  $R$  a zero, tale energia diverge (anche se non linearmente: la teoria della relatività corregge il risultato di questo calcolo non-relativistico fornendo una divergenza come  $\log 1/R$ ). Ma perché si dovrebbe far tendere  $R$  a zero? si domanderà il lettore. La domanda è del tutto sensata e legittima e la risposta sta nella «località» del campo quantistico, i cui quanti, le palline cariche, sono di necessità «puntiformi», hanno cioè  $R = 0$ . Il lettore, inorridito nel dover concepire una particella, diciamo un elettrone, con un'energia elettrostatica (e quindi una massa, secondo la famosa identificazione di Einstein) infinita, potrebbe tornare alla carica e domandare: E chi ci dice che il campo è locale? In realtà non ce lo dice proprio nessuno. Tuttavia osservando la geometria dello spazio-tempo che con i moderni acceleratori possiamo sondare fino alle minuscole distanze di  $10^{-17}$  cm, un decimillesimo del raggio del pur minuscolo protone, non abbiamo trovato alcun segno che contraddica l'ipotesi che lo spa-

zio-tempo è continuo. E allora? «Hypotheses non fingo» è la formula convenzionalista che da Newton in poi è stata utilizzata per salvare teorie logicamente inconsistenti, ma che «funzionano». E si è tirato avanti manipolando quantità formalmente infinite come se fossero infinitesime.

L'altra lacuna è nella struttura particolare della simmetria di gauge del modello standard. La sterminata fenomenologia delle interazioni elettrodeboli richiede, senza la minima ombra di dubbio, che la simmetria SU(2), di spin isotopico debole, agisca solo su due delle quattro componenti dei campi di Dirac che descrivono quark e leptoni: tecnicamente è una «simmetria chirale». <sup>1</sup> Una proprietà fondamentale della simmetria chirale è che non permette l'esistenza della massa, dalla cui presenza viene violata. Secondo questo risultato semplice e profondo, radicato nella struttura spazio-temporale dei campi della teoria di gauge, il modello standard ci consegna dunque un universo di particelle senza massa. Un universo forse possibile, ma certamente diverso dal nostro.

Una soluzione di questo problema venne data nel 1968 indipendentemente da Steven Weinberg e Abdus Salam, che aggiunsero alla teoria di gauge (la cui forma è *univocamente* fissata dal gruppo di simmetria) un nuovo tipo di campi fondamentali di materia, il cosiddetto «settore di Higgs». Mentre si può agevolmente introdurre questa materia bosonica, senza spin in modo da preservare la simmetria, occorre tuttavia provvedere *a mano* a creare una instabilità dinamica tale che il sistema di campi deve scegliere necessariamente («spontaneamente») una configurazione dove la simmetria nel mondo reale si rompe, senza peraltro violare la simmetria delle equazioni dinamiche. Per capire come possa avvenire un fenomeno del genere, può venirci in soccorso la metafora dell'asino con cui lo scolastico Buridano, teologo della Sorbona, illustrò il problema del libero arbitrio. L'asino di Buridano si trova al centro di un insieme di covoni di fieno perfettamente circolare; il sistema asino-fieno (se prendiamo un asino «puntiforme» la cui posizione coin-

<sup>1</sup> Dal greco *χερ*, mano. Come le mani, la cui struttura è speculare (la destra si sovrappone alla sinistra solamente vista allo specchio), due delle componenti del campo di Dirac sono speculari alle altre due. La simmetria speculare, detta anche parità, viene violata nelle interazioni elettrodeboli dal fatto che una sola delle «mani», diciamo la sinistra, è coinvolta nelle trasformazioni di SU(2).

cide con il centro del cerchio) è inizialmente in una configurazione a simmetria circolare, invariante per rotazioni attorno all'asino. Ma questa configurazione è instabile perché quando l'asino ha fame, e questo presto o tardi accade, nessuno potrà impedirgli di precipitarsi a placarla su un particolare covone. Nessuno potrà prevedere in quale direzione si muoverà, ma è certo che lo sfamerà uno dei tanti covoni. E la configurazione asino sazio-fieno ha perso la simmetria iniziale.

Quello che Weinberg e Salam dimostrano è che se il nuovo campo si comporta come l'asino di Buridano, allora la configurazione asimmetrica del campo che permea il vuoto è in grado di rendere conto (con opportuni parametri e aggiustamenti) di un universo di particelle massive come quello in cui noi viviamo. Una simile situazione dinamica era stata proposta quindici anni prima da un fisico inglese, Peter Higgs (di qui il nome del nuovo settore del modello standard), a puro scopo pedagogico per illustrare il peculiare comportamento del campo elettromagnetico all'interno di un superconduttore (il cosiddetto «effetto Meissner»). Nelle intenzioni di Higgs il campo bosonico di spin 0 che egli introduce è una semplice modellizzazione del fenomeno reale di accoppiamento degli elettroni (le coppie di Cooper, di cui abbiamo detto al capitolo 12) che dà luogo alla superconduttività. Nel nostro universo invece, secondo Weinberg e Salam, il settore di Higgs non è un «surrogato» di nulla, è un tipo di materia completamente nuovo, la cui caccia si aprirà con una nuova generazione di acceleratori come il Large Hadron Collider (LHC) del CERN che nel 2006-2008 dovrebbe produrre collisioni fra due fasci di protoni dell'incredibile energia di 9000 GeV.

Non c'è dubbio che con le lacune che ho appena descritto il modello standard perde molto del suo fascino. La parte «cinematica», la semplice descrizione dei campi di materia, fermioni di spin 1/2, e dei campi di gauge, bosoni di spin 1, legati univocamente dal principio di gauge, è una sintesi che ha del prodigioso, ma quanta fatica per far funzionare «dinamicamente» il modello! In particolare, trovo la necessità di introdurre un nuovo tipo di materia di spin 0, il bosone di Higgs, del tutto repellente perché arbitraria, priva di principi. L'insoddisfazione evidentemente serpeggia anche nella comunità dei teorici, la cui attività frenetica degli ultimi quin-

dici anni si orienta in due direzioni: trovare un unico gruppo di simmetria che non sia il semplice prodotto di tre gruppi, ma che li contenga; questo programma si chiama della «grande unificazione» (in inglese Ground Unified Theories, GUT); sanare l'arbitrarietà del campo di Higgs mediante un nuovo concetto, la supersimmetria, che lega i fermioni di spin  $1/2$ , i bosoni di gauge di spin  $1$ , a bosoni di spin  $0$  e a tanti altri oggetti completamente esotici, e naturalmente mai «avvistati» in natura. Nonostante l'attività intensa, sia sperimentale sia teorica, condotta negli ultimi vent'anni fra falsi allarmi, modifiche, evidenze «indirette» ecc., nessuno dei due programmi sperimentali ha registrato al suo attivo alcunché di scientificamente rilevante; mentre la loro rilevanza nella politica e nella sociologia scientifiche negli ultimi anni è cresciuta a livelli del tutto rispettabili.

Non amando il gioco, specialmente quello d'azzardo, non sono impressionato favorevolmente dall'aspetto «ludico» di questi programmi di ricerca, il cui leitmotiv è di inondarci di nuove particelle dai nomi strani e bislacchi e di cui soprattutto non c'è alcuna traccia nel nostro già trafficato universo. Il mio atteggiamento è del tutto conservatore: voglio vedere se con quello che conosciamo e abbiamo capito è possibile costruire un modello standard in accordo con l'osservazione.

Ma durante una conversazione con il mio giovane collaboratore She-sheng Xue<sup>2</sup> sul problema della definizione del modello standard su un reticolo vedo finalmente uno spiraglio di luce nel tentativo, fino ad allora considerato disperato, di colmare le due lacune del modello standard. She-sheng mi spiega che all'inizio degli anni ottanta due ricercatori del Niels Bohr Institutet di Copenaghen, Nielsen e Ninomiya (ancora Nielsen, il cui lavoro era stato cruciale nella mia ricerca del vuoto della QCD) avevano dimostrato che non è possibile formulare il modello standard su un reticolo spazio-temporale come semplice (banale) trascrizione della teoria di gauge sullo spazio-tempo continuo. L'idea che sul reticolo il modello standard è necessariamente incompleto, e, ancor più importante, che lo

<sup>2</sup> Conobbi She-sheng Xue nel 1985 all'Istituto di Fisica dell'Accademia Sinica di Pechino e mediante l'INFN riuscii a farlo venire a Milano a lavorare nel mio gruppo nell'estate del 1988. She-sheng è un brillante e laborioso fisico teorico, con una grande esperienza nelle TQC definite su reticoli spazio-temporali.

spazio-tempo è realmente un reticolo e non un continuo fanno immediatamente scoccare la scintilla.

Nella lezione di libera docenza sui fondamenti della geometria, che il giovane Bernhard Riemann tenne nel 1854 all'Università di Gottinga, il grande matematico, allievo di Gauss, fa due osservazioni affascinanti. La prima è che la geometria sia infatti una branca della fisica, nel senso che la struttura dello spazio, le relazioni fra i suoi punti sono determinate dagli oggetti fisici che vi sono immersi. In altre parole, i punti di uno spazio non sono oggetti astratti come quelli della geometria, ma le loro relazioni sono influenzate dal mondo fisico di cui lo spazio è parte integrante. Questa idea è all'origine di una visione dello spazio-tempo e della massa che esso racchiude che nel 1915 troverà il suo coronamento nella teoria della relatività generale di Albert Einstein, una teoria di grande forza ed eleganza concettuale. L'altra osservazione di Riemann che mi affascina è che è possibile che nel mondo microscopico lo spazio (in linguaggio post-relativistico, lo spazio-tempo) non sia affatto un continuo indefinitamente divisibile, ma sia invece discreto, un reticolo appunto. Ecco finalmente un'idea che potrebbe rimettere in gioco nell'universo delle particelle fondamentali la gravità, la gravità quantistica naturalmente.

Come ho sottolineato più volte, la gravità non ha alcun ruolo nel modello standard; essa è una interazione che entra in modo determinante nell'astrofisica, nella cosmologia, ma a livello microscopico è del tutto irrilevante. Tuttavia la relatività generale di Einstein, che descrive con grande precisione l'«incurvamento» dello spazio-tempo sotto l'azione delle masse dei corpi celesti, realizza l'idea di Riemann che le proprietà dello spazio-tempo siano determinate dai corpi materiali in esso contenuti, dal campo gravitazionale (il campo «metrico») da essi generato. Quindi nella relatività generale la gravità entra *in linea di principio* in contatto con il modello standard attraverso la struttura stessa dello spazio-tempo in cui quest'ultimo è definito: il continuo minkowskiano «piatto» su cui è convenzionalmente edificato il modello standard deve in ultima analisi fare i conti con il campo gravitazionale. Se la gravità rimanesse al livello della teoria classica, così come vuole la relatività generale, il suo legame con il modello standard sarebbe così tenue da poter essere completamente trascurato: l'«incurvamento»

dello spazio-tempo attorno a una minuscola e leggerissima particella fondamentale è così ridicolmente piccolo che Hermann Minkowski può stare del tutto tranquillo, nessuno potrà seriamente sostenere che il suo spazio-tempo è un supporto geometrico inadeguato del modello standard. Ma la gravità, come tutti i sistemi di campi classici nel nostro universo, è «quantizzata» e quindi chi ci dice che il suo vuoto non è altamente strutturato come quello della QCD? E visto il ruolo che il campo gravitazionale ha nel determinare le proprietà fisiche dello spazio-tempo, la struttura del vuoto della relatività generale quantistica ha senza dubbio importanti conseguenze sulla struttura del modello standard.

All'inizio degli anni settanta, perseguendo questa linea di ragionamento, John Archibald Wheeler giunse a congetturare che la struttura macroscopica dello spazio-tempo è quella di una «schiuma» (in inglese, foam) con vuoti e discontinuità di una dimensione ben precisa, la cosiddetta «lunghezza di Planck»,  $a_p \cong 10^{-33}$  cm, ben sedici ordini di grandezza (un decimilionesimo di milionesimo) più piccola delle pur minuscole distanze sondate dagli odierni acceleratori di particelle. La base della congettura di Wheeler è l'osservazione che alla lunghezza di Planck la gravità quantistica presenta fluttuazioni quantistiche così forti che lo spazio-tempo (le cui distanze sono misurate/determinate da queste fluttuazioni) diventa una sorta di «gruviera» con buchi della dimensione di  $a_p$ . Tale struttura geometrica può essere ben approssimata con un reticolo, il reticolo di Planck, la cui costante reticolare è appunto la lunghezza di Planck  $a_p$ .

Ritengo che la congettura di Wheeler sia ben più che una congettura e che sia molto probabile che il vuoto della gravità quantistica, lo spazio-tempo alla scala  $a_p$ , sia «dilaniato» dalle fluttuazioni quantistiche del campo gravitazionale «metrico». Questa convinzione si rafforza quando nell'estate del 1988, durante un soggiorno al Summer Institute di Aspen, nel Colorado, mi imbarco in un calcolo del vuoto della gravità quantistica sulla falsariga di quello del vuoto della QCD che avevo terminato nel 1986. La strategia è del tutto ragionevole poiché anche la gravità quantistica è una teoria di gauge non-abeliana ed è quindi strettamente imparentata alla QCD. Anche se le sei settimane che dedico a questo calcolo, la cui difficoltà è molto superiore a quella dell'altro, non bastano a ve-

nirne a capo, tuttavia sono sufficienti a farmi intravedere come la congettura della «schiuma» di Wheeler possa realizzarsi. Una volta tornato a Milano, delle fatiche di Aspen rimane un taccuino di calcoli interrotti che finisce dimenticato nella mia libreria.

Ma con la scintilla che scocca durante la discussione con Shesheng, tutto ciò ritorna a galla di colpo; ecco come la gravità entra nel modello standard: lo spazio-tempo del modello standard, il vuoto della gravità quantistica è il reticolo di Planck.

Questa ipotesi risolve immediatamente la prima lacuna, quella che turbava i sonni di Dirac, la presenza di grandezze fisiche infinite nei calcoli della TQC. Riprendendo l'esempio dell'energia elettrostatica di una particella carica puntiforme, questa non tende più all'infinito, poiché  $R$  non può essere minore di  $a_p$ . E in modo simile si sanano tutte le altre «divergenze», che in virtù del piccolo valore di  $\alpha$  (la costante di struttura fine pari a  $1/137$ ) rimangono quantità piccole che possono essere adeguatamente trattate come quantità infinite. Esattamente come pretendeva, senza alcuna giustificazione, la teoria della rinormalizzazione.

Per quanto riguarda la seconda lacuna, il repellente settore di Higgs, alla luce del teorema di Nielsen e Ninomiya, il reticolo di Planck ci impone di trovare un'estensione della semplice trascrizione del modello standard sullo spazio-tempo continuo. La ricerca non è lunga, scopriamo alcuni termini di interazione aggiuntivi, la cui struttura è univocamente determinata dal principio di simmetria di gauge che è alla base del modello standard. I vantaggi di questa estensione del modello standard sono più d'uno: in primo luogo l'estensione non è «facoltativa» come nel caso dell'aggiunta del settore di Higgs, il cui unico scopo è di dar origine alle masse delle particelle (che avrebbero potuto rimanere nulle, in un universo senza settore di Higgs), ma «obbligatoria», pena l'inconsistenza logica della teoria, come ci informa il teorema di Nielsen e Ninomiya. In secondo luogo i termini di interazione da noi individuati hanno la struttura che ci si aspetta sia generata dalle fluttuazioni quantistiche del campo gravitazionale alla scala di Planck  $a_p$ . E, ultimo ma non meno importante, non c'è alcun bisogno di introdurre in modo del tutto arbitrario un nuovo tipo di materia bosonica di spin 0, il bosone di Higgs, la cui evidenza sperimentale è inesistente.

Tutto ciò ci appare molto promettente ma occorre ora controllare se le promesse vengono effettivamente mantenute. Innanzi tutto la massa; è vero che la simmetria chirale viene rotta «spontaneamente»? La risposta a questa domanda è positiva, i nuovi termini sono tali da causare un fenomeno simile alla superconduttività, di cui Higgs voleva descrivere fenomenologicamente le caratteristiche dinamiche con il suo campo di spin 0. Quindi senza campo di Higgs «congelato» (ma chissà poi perché?) in una configurazione instabile otteniamo le masse dei bosoni di gauge e della materia fermionica che osserviamo nel nostro universo. Un risultato decisamente positivo. Ma c'è di più; c'è una relazione precisa fra massa del quark  $t$  e le masse dei bosoni di gauge che è verificata con una accuratezza del 5 per cento, anche questo un risultato non disprezzabile. Infine lo strano e apparentemente caotico spettro delle masse dei quark e dei leptoni sembra sull'orlo della decifrazione. È il problema su cui She-sheng e io stiamo ora (agosto 1995) lavorando con grandi speranze.

Guardando al cammino percorso insieme a She-sheng Xue negli ultimi cinque anni e connettendolo a quella grande linea di ricerca che, prendendo avvio dalle idee di Riemann, ci ha donato la relatività generale, non posso fare a meno di notare con stupore il cambiamento di prospettiva che nella fisica della materia ha operato la gravità quantistica attraverso il suo (ipotetico) vuoto, il reticolo di Planck. Secondo Einstein, nel suo universo classico sono le masse dei corpi fisici che determinano la «curvatura» dello spazio-tempo, nel reticolo di Planck invece è la struttura dello spazio-tempo, frantumata dalle violente fluttuazioni dell'universo quantistico, a dar la ragione dell'emergere delle masse. I ruoli fra spazio-tempo e massa si sono completamente invertiti.

15.

## Un ponte verso la biologia

La biologia, la scienza della vita, mi appare per un lungo tratto del cammino una meta irraggiungibile. Incredibilmente sottili e complicati, i suoi meccanismi sembrano assolutamente incomprensibili a un fisico. Al punto che uno scienziato prestigioso come Niels Bohr – l'ho già ricordato – si convince che le leggi della fisica, la QED, non hanno alcuna speranza di conquistare la meravigliosa essenza dei processi biologici, del mistero della vita. Pur rifiutando questa, come tutte le forme di dualismo, il mio solido ancoramento al reale mi induce per molto tempo a stare alla larga da tali problemi, verso cui mi è chiara l'impotenza della visione generalmente accettata della materia condensata. Con i meccanismi improbabili del suo meccano elettrostatico (come l'ho già definito), frutto di un insieme di interazioni efficaci solo al contatto dei componenti materiali (atomi e molecole), questa visione ha, credo, attirato la biologia in una trappola, quella della biologia molecolare. Non è un caso che in questa direzione spinga un libro famoso e influente, *What is Life?* di Erwin Schrödinger, e che biologi di grande statura e autorevolezza, come Delbrück e Gilbert, siano di estrazione fisici teorici. È ancora il paradigma atomista che con le sue incrollabili certezze colonizza ogni ramo della scienza, al punto da costituirsi come criterio di demarcazione fra scienza vera, matura e speculazioni prescientifiche.

Con la biologia molecolare il paradigma atomista tenta di rimuovere dall'analisi della materia vivente ogni elemento che, ai miei occhi, rappresenta invece il carattere distintivo della meravigliosa concatenazione dei processi biochimici: il loro aspetto cooperativo,

collettivo; una miriade di oggetti e processi elementari «finalizzati» a un progetto grandioso, la vita. Con la sua ossessiva equazione  $\text{forma} = \text{funzione}$ , la biologia molecolare ha per me la stessa credibilità della libertà asintotica della QCD cui è dal punto di vista filosofico strettamente legata.

Non avendo alcuna simpatia per l'atteggiamento dogmatico dei biologi molecolari né alcun interesse per i loro problemi, è solo per amicizia e per il piacere del gioco intellettuale che mi lascio convincere da Cecilia Saccone, ordinaria di Biologia molecolare all'Università di Bari, a interessarmi a un problema oggi molto in voga, quello dell'evoluzione biologica. I passi giganteschi che hanno compiuto le tecniche di «sequenziamento» del DNA negli ultimi vent'anni, uniti a quelli dell'informatica, hanno permesso la creazione di enormi banche dati delle sequenze dei quattro nucleotidi (adenina, citosina, guanina e timina) che, secondo la teoria del codice genetico, codificano nel DNA l'informazione mediante la quale si fabbricano le proteine, che hanno funzioni fondamentali nei processi biochimici. Con questa massa di informazione nelle memorie dei loro computer i biologi molecolari sono alla ricerca accanita di problemi che possano sfruttare queste informazioni. La cosa non è affatto facile: molte delle sequenze dei nucleotidi, sorta di parole composte di quattro lettere A, C, G e T, anche secondo il codice genetico non hanno alcun senso. C'è bisogno di idee che permettano di estrarre da quella informazione, del cui significato si ignora quasi tutto, qualche buona indicazione.

A Cecilia sembra promettente un'idea in circolazione dal 1962, quando Linus Pauling ed Emile Zuckerkandl proposero che queste sequenze si evolvessero con l'evolversi della vita sulla terra, attraverso l'accumulazione di mutazioni non letali, con un tasso sostanzialmente costante, talché queste sequenze potevano funzionare come una sorta di orologio dell'evoluzione biologica, l'«orologio molecolare». Se quindi siamo in grado di confrontare sequenze omologhe di specie diverse, in modo da tener conto degli aspetti casuali (stocastici) di queste mutazioni, e se l'ipotesi dell'orologio molecolare è un'ipotesi adeguata, abbiamo nelle nostre mani un potente strumento per ricostruire la «filogenia» dell'evoluzione delle specie, gli alberi genealogici delle specie viventi, delle sequenze del loro patrimonio genetico.

Questo il problema su cui Cecilia chiede il mio aiuto. Fortunatamente per un fisico teorico quantistico quale io sono, abituato ad aver a che fare con aspetti, anche molto sottili, di processi che fluttuano, il problema si rivela semplice da risolvere. Nel giro di un paio di mesi scriviamo un articolo sull'«orologio di Markov»<sup>1</sup> che viene pubblicato nel «Journal of Molecular Evolution», la rivista diretta da Zuckerkandl. A questo lavoro ne seguono altri, in cui il metodo viene applicato con risultati di un certo interesse ai più diversi confronti fra primati (tra i quali l'uomo), topi, bovini, drosophile, e giù giù fino alle amebe, in una carrellata indietro nel tempo di un paio di miliardi di anni, scandita da sequenze di geni sempre più «divergenti». Un'esperienza interessante in cui la vita è però vista soltanto nei suoi aspetti storici senza alcuna luce su quelli fisici.

L'incontro con Emilio Del Giudice, invece, mi apre una prospettiva che è maggiormente in sintonia con le mie esigenze conoscitive. La sua convinzione che la teoria quantistica dei campi sia lo strumento intellettuale adatto a gettare finalmente un ponte fra fisica e biologia mi trova, dopo l'esperienza del FEL, del tutto consenziente. Mi sembra infatti che fra i tanti aspetti originali e caratteristici della vita ce ne sia uno del tutto coerente con l'impostazione di Emilio: la creazione di ordine, che nei fenomeni biologici pare emergere in modo del tutto spontaneo, senza le pompe e le cavità di Anderson (su cui ci siamo soffermati nel capitolo 13). E questo alle (relativamente) alte e ben determinate temperature a cui è possibile la vita.

Trovo questa vittoria dell'ordine, dell'enorme coerenza fra le parti che permette alla vita di affermarsi anche in ambienti aggrediti dalle forme più diverse e violente di disordine, l'indizio più promettente dell'esistenza di un ponte fra la vita e la coerenza elettrodinamica, i cui effetti ho fin qui studiato soltanto nella materia inanimata. A me sembra che la rete di segnali elettromagnetici che si stabilisce, ad esempio, fra le molecole d'acqua sia un meccanismo molto più ragionevole e potente per render conto dell'incredibile sincronismo e della coerenza che caratterizzano l'evoluzione dina-

<sup>1</sup> Il modello matematico che elaboro è fondato su processi stocastici stazionari, detti di Markov. Di qui il nome del modello, in inglese Markov clock.

mica degli organismi biologici, del meccano dei biologi molecolari. Nel loro mondo infatti il tempo sembra essersi fermato, tutta la «dinamica» congelata in un rapporto statico, geometrico fra «chiavi e serrature» che si riconoscono e si adattano quasi per incanto, guidate dal «caso e la necessità» di Jacques Monod. Già, «chiavi e serrature», recettori e ligandi, come fanno miliardi di chiavi e serrature diverse a riconoscersi e ad adattarsi nel guazzabuglio della cellula? Per caso, come vuole Monod, per il quale la necessità scatta soltanto *dopo* che la chiave è entrata nella serratura? E quanto tempo ci vuole? Qual è la probabilità che fra l'immenso numero di configurazioni sbagliate emerga quella giusta? Sono domande a cui il mondo di Monod, che è sostanzialmente il mondo della biologia molecolare d'oggi, ovviamente non può dare risposta. Ma sono domande fondamentali. E allora? Convenzionalismo anche nella biologia molecolare, come in fisica. Il paradigma mette precisi confini fra le domande che si possono fare e quelle, imbarazzanti, che vengono ignorate: il gioco di società consiste nell'identificare i geni responsabili del colore degli occhi, come dell'obesità, dell'intelligenza come della sessualità deviata, della predisposizione al cancro come della propensione al fumo. I giornali riportano periodicamente i comunicati dei vari team, quasi tutti americani (ahimè, com'è dura la lotta per accaparrarsi un grant!), che hanno identificato il gene specifico. Mi domando se siamo ancora entro i confini della scienza e se il contribuente non debba cominciare a ribellarsi.

Ma la biologia di cui Emilio e io iniziamo a occuparci è per fortuna ben diversa. Vogliamo mettere alla prova le idee della coerenza elettrodinamica in sistemi semplici ma macroscopici, in cui non è la singola molecola, il singolo sito di una proteina a essere investigato, ma il comportamento globale, collettivo di un grandissimo numero di sistemi elementari nel loro caratteristico Ground State coerente. Ci sembra ragionevole cercare di percorrere le prime campate di questo ponte che si annuncia terribilmente lungo, dall'acqua, componente essenziale della materia vivente. Abbiamo visto nel capitolo 10 come la coerenza elettrodinamica dia una spiegazione semplice e naturale delle proprietà sorprendenti di un insieme macroscopico di piccoli e insignificanti molecole. Ricordiamole brevemente:

- 1) l'acqua rimane liquida fino a temperature piuttosto alte (100 °C, a pressione atmosferica);
- 2) ha proprietà termodinamiche estreme: grandi calori specifici, elevato calore latente di evaporazione;
- 3) ha notevoli «anomalie» di densità: il ghiaccio è più leggero dell'acqua, che ha il massimo di densità a 4 °C;
- 4) il suo diagramma di fase (gli stati in cui l'acqua può trovarsi) è enormemente complesso, forma ghiacci e vetri di bassa e alta densità;
- 5) ha proprietà eccezionali di solvente.

Le proprietà 1, 2, 3 discendono dal processo coerente legato alle oscillazioni fra lo stato fondamentale di H<sub>2</sub>O e quello «bitorzoluto» a 12,06 eV, di cui ho già parlato nel capitolo 10.

La complessità del suo diagramma di fase è riconducibile ad altre oscillazioni elettroniche per quanto riguarda i vetri a bassa densità (stati liquidi caratterizzati da una altissima viscosità), e a oscillazioni delle molecole per quanto riguarda le diverse forme di ghiaccio, caratterizzate da una struttura reticolare (cfr. cap. 13). I termodinamici hanno studiato con grande accuratezza il diagramma di fase. Uno di loro, l'americano Kauzmann, osservò nel 1948 che a basse temperature l'entropia (grandezza fisica che Boltzmann mostrò essere legata al grado di ordine di un sistema termodinamico) dei ghiacci è molto vicina a quella dei vetri. Un fatto questo paradossale (il «paradosso di Kauzmann»), poiché il ghiaccio è un reticolo ordinato, mentre l'ordine spaziale di un vetro è quello di un liquido, praticamente inesistente. La coerenza elettrodinamica risolve questo paradosso in modo semplice: l'ordine di un sistema può essere anche solo «temporale», come quello che domina fra le molecole che oscillano all'unisono con il campo elettromagnetico, nel Coherent Ground State. Infine le proprietà di solvente dell'acqua sono in parte legate al forte campo elettromagnetico associato alle oscillazioni coerenti delle molecole, che riesce a «spezzare» molecole come il sale da cucina in due ioni, il sodio Na<sup>+</sup> e il cloro Cl<sup>-</sup>. Si incomincia a intravedere l'emergere di una teoria ragionevole e razionale degli elettroliti, delle molecole cioè che in acqua si spezzano in frammenti carichi, la cui importanza per i processi biologici è ancora difficile valutare. Tuttavia, considerando che molti eventi importanti della cellula sono legati all'entrata o all'uscita di ioni, abbiamo buone ragioni per essere ottimisti.

Consideriamo ora una goccia d'acqua. Sappiamo che è composta da unità coerenti fondamentali – i domini di coerenza – separate da interstizi di vapore molto denso.

Ad esempio, a 90 °C gli interstizi occupano circa il 70 per cento del liquido. All'interno dei domini di coerenza le molecole hanno una struttura «tetraedrica», esattamente come prevede il legame a idrogeno di Pauling. Solo molecole piccole possono entrarvi, ma tenendo conto del campo elettromagnetico coerente che vi si trova intrappolato, solo le molecole le cui frequenze di oscillazione sono *maggiori* di quelle del campo ( $\omega_p = 0,26$  eV, una lunghezza d'onda di 5  $\mu\text{m}$ , cioè la lunghezza d'onda dell'infrarosso) possono entrarvi, quelle con frequenze *minori* ne vengono respinte. Ecco un affascinante meccanismo di attrazione e di repulsione, idrofilo e idrofobico, basato su un codice di frequenze delle molecole: qui il caso è completamente assente, il campo elettromagnetico dell'acqua può facilmente guidare per frazioni di micron nelle due direzioni, dentro e fuori, qualsiasi molecola le cui frequenze sono vicine alla sua. E l'infrarosso, lo sappiamo, è una regione spettrale di grande «interesse» per le molecole biologiche.

Per molecole grandi, la cui dimensione eccede 5 Å, l'entrata nel dominio di coerenza è impossibile; esse aderiranno alla superficie dei domini di coerenza formando membrane. Inoltre la struttura del campo elettromagnetico dell'acqua è tale da polarizzare la membrana negativamente verso l'esterno, una caratteristica universale dei potenziali di membrana che ora trova una base razionale.

Questa è la strada, ancora infinitesimale, che Emilio e io abbiamo percorso lungo il ponte che speriamo connetta la fisica alla biologia. Tuttavia possiamo già scorgere abbastanza nettamente i contorni delle prime campate:

- 1) la base elettrodinamica delle azioni a lunga distanza fra molecole biologiche;
- 2) il ruolo della struttura a domini dell'acqua nella formazione della cellula;
- 3) un meccanismo per la formazione della membrana cellulare;
- 4) un codice di frequenze elettromagnetiche per il riconoscimento (attrazione-repulsione) di molecole all'interno dei domini di coerenza dell'acqua.

È però impossibile percorrere questo ponte da soli. L'esperienza fenomenologica e sperimentale accumulata dai biologi in questi decenni è enorme e così importante che senza di essa è illusorio pensare di poter andare lontano. Non mi resta che sperare che la comunità dei fisici e dei biologi<sup>2</sup> trovi le motivazioni scientifiche profonde per uscire da un paradigma (quello atomista) stretto, inadeguato e senza futuro.

Quando ciò avverrà, e mi auguro di riuscire a vederlo, fisici e biologi troveranno il modo di arricchirsi reciprocamente e, così facendo, arricchiranno il genere umano, aprendo una luminosa finestra sull'infinita sottigliezza e creatività della vita.

<sup>2</sup> Fra i biologi vorrei qui ricordare Giuseppe Sermoniti, uno dei pochi che negli ultimi anni abbia argomentato con lucidità e coraggio contro il paradigma dominante, pagandone naturalmente prezzi esorbitanti. Il dialogo con Sermoniti è in atto da qualche tempo e, almeno per me, è stato molto fecondo e istruttivo.

## *Elenco della abbreviazioni*

ACCF1	I Conferenza annuale sulla fusione fredda
ACCF2	II Conferenza annuale sulla fusione fredda
ACD	Anisotropic Chromo Dynamics (Cromodinamica anisotropa)
AGS	Alternating Gradient Synchrotron
AST	Anisotropic Space-Time (Spazio-tempo anisotropo)
BCS	Bardeen, Cooper e Schrieffer (teoria di), teoria della superconduttività
BNL	Brookhaven National Labs
CB	Coulomb Barrier (Barriera coulombiana)
CD	Coherence Domain (Dominio di coerenza)
CE	Coherence Equations (Equazioni di coerenza)
CERN	Centre Européen de Recherches Nucléaires, Ginevra
CGS	Coherent Ground State
CIF	Centro Internacional de Física, Bogotá
CML	Chromo Magnetic Liquid (Liquido cromomagnetico)
CNEN	Comitato Nazionale dell'Energia Nucleare
CNR	Consiglio Nazionale delle Ricerche
DIS	Deep Inelastic Scattering (Diffusione altamente anelastica)
DNA	Desoxyribonucleic Acid

DoE	Department of Energy
ENEA	Ente per le Nuove Tecnologie, l'Energia e l'Ambiente
EPRI	Electric Power Research Institute, Palo Alto
FEL	Free Electron Laser (Laser a elettroni liberi)
FQ	Fisica dei quanti
GS	Ground State (Stato fondamentale)
GUT	Ground Unified Theories
ICTP	International Centre for Theoretical Physics, Trieste
INFN	Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
INSERM	Institut National de la Santé et de la Recherche Médicale
ISR	Intersecting Storage Rings
ISS	Istituto Superiore di Sanità
LCOPE	Light Cone Operator Product Expansion (Espansione sul cono di luce)
LEP	Large Electron Positron (Collider)
LHC	Large Hadron Collider
LIGO	Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory
MIT	Massachusetts Institute of Technology
MQ	Meccanica quantistica
MQM	Massive Quark Model (Modello dei quark massivi)
NCFI	National Cold Fusion Institute, Salt Lake City
NUSEX	Nucleon Stability Experiment
PGS	Perturbative Ground State (Vuoto perturbativo)
PI	Path Integral (Integrale sui cammini)
PQCD	Perturbative Quantum Chromo Dynamics (Cromodinamica quantistica perturbativa)
PS	Proton Synchrotron
QCD	Quantum Chromo Dynamics (Cromodinamica quantistica)

QED	Quantum Electro Dynamics (Elettrodinamica quantistica)
QGD	Quark Geometro Dynamics (Geometrodinamica dei quark)
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SPEAR	Superconducting Proton Electron Accumulation Ring
SPPS	Super Proton Antiproton Synchrotron
SPS	Super Proton Synchrotron
SPT	Superradiant Phase Transition (Transizione di fase superradiante)
TQC	Teoria quantistica dei campi

## Appendice

### Bibliografia degli scritti di Giuliano Preparata\*

1965

- G. Altarelli, F. Buccella, G. Preparata, R. Gatto, *The vector and axial couplings of broken SU(6)*, Phys. Lett., 16, 184.
- G. Altarelli, G. Preparata, R. Gatto, *U(12) predictions for N\* production by neutrinos*, Nuovo Cim., 37, 1817.
- U. Gatto, L. Maiani, G. Preparata, *Properties of weak amplitude in broken U(12)*, Phys. Rev. B, 139, 1294.
- M. Ademollo, R. Gatto, G. Preparata, *Spin tests for bosons*, Phys. Rev. B, 139, 1608.
- M. Ademollo, R. Gatto, G. Preparata, *Density matrix analysis for spin determination*, Phys. Rev. B, 140, 192.
- R. Gatto, L. Maiani, G. Preparata, *Kinetic supermultiplets of U(12)*, Phys. Rev. B, 140, 1579.
- R. Gatto, L. Maiani, G. Preparata, *Classification of higher boson resonances*, Nuovo Cim., 39, 1192.
- L. Maiani, G. Preparata, *Decays of higher boson resonances in the U(12) kinetic supermultiplet scheme*, Nuovo Cim., 40, 654.

\* La bibliografia, curata da Emilia Campochiaro, non comprende la maggior parte degli interventi ai convegni e dei preprint non pubblicati, le lezioni informali o destinate a un pubblico non specializzato, nonché gli articoli di divulgazione.

1966

- R. Gatto, L. Maiani, G. Preparata, *Kinetic supermultiplets of U(12) II*, Phys. Rev. B, 142, 1135.
- R. Gatto, L. Maiani, G. Preparata, *Relation between  $f/d$  and  $g_a/g_v$  from current algebra*, Phys. Rev. Lett., 16, 377.
- G. Altarelli, R. Gatto, L. Maiani, G. Preparata, *Mixing effects in baryon spectroscopy*, Phys. Rev. Lett., 16, 918.
- R. Gatto, G. Preparata, L. Maiani, *Current algebras and magnetic moments*, Phys. Lett., 21, 459.
- R. Gatto, L. Maiani, G. Preparata, *Saturation of SU(6) algebra and a possible classification group for hadrons*, Nuovo Cim., 44, 1279.

1967

- R. Gatto, L. Maiani, G. Preparata, *Electric dipole operators in the configuration mixing scheme*, Phys. Rev. Lett., 18, 97.
- R. Gatto, L. Maiani, G. Preparata, *Saturation of current algebra equations with higher baryonic resonances*, Physics, 3, 1.
- N. Cabibbo, L. Maiani, G. Preparata, *Finiteness of radiative corrections to  $\pi$   $\beta$ -decay*, Phys. Lett. B, 25, 29.
- N. Cabibbo, L. Maiani, G. Preparata, *Radiative corrections to leptonic decays and composite models for strong interactions*, Phys. Lett. B, 25, 132.
- L. Maiani, G. Preparata, *A soft photon emission approach to  $\pi_0 \rightarrow \gamma + \gamma$  and  $\eta \rightarrow \gamma + \gamma + \pi_0$  decays*, Nuovo Cim., 48, 550.
- V. Silvestrini, L. Maiani, G. Preparata, *A pole model for  $\eta \rightarrow 3 \pi$  decays*, Nuovo Cim., 48, 555.
- G. Preparata, *Weak and electromagnetic currents and hadron classification*, Acta Phys. Hung., 22, 285.

1968

- G. Preparata, W. Weisberger, *Ultraviolet divergences in radiative corrections to weak decays*, Phys. Rev., 175, 1965.

- S. Nussinov, G. Preparata, *Current-current interaction and calculation of the nonleptonic baryon decays*, Phys. Rev., 175, 2180.

1969

- R. Jackiw, G. Preparata, *Probes for the constituents of the electromagnetic current and anomalous commutators*, Phys. Rev. Lett., 22, 975.
- R. Bonifacio, G. Preparata, *Quantum-mechanical description of coherent spontaneous emission*, Lettere al Nuovo Cim., 1, 887.
- L. Maiani, G. Preparata, *Algebra of currents*, Fortschr. Phys., 17, 537.
- R. Jackiw, G. Preparata, *High-energy inelastic scattering of electrons in perturbation theory*, Phys. Rev., 185, 1748.
- R. Jackiw, G. Preparata, *T-products at high energy and commutators*, Phys. Rev., 185, 1929.

1970

- R. A. Brandt, M. H. Goldhaber, G. Preparata, C. A. Orzalesi, *Use of weak partial conservation of axial-vector current to resolve the  $\eta$  to 3  $\pi$  puzzle*, Phys. Rev. Lett., 24, 1517.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *'Weak' PCAC and  $K_3$  form factors*, Lettere al Nuovo Cim., 4, 80.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *Lepton-hadron deep-inelastic scattering, Gluon model, and Reggeized symmetry breaking*, Phys. Rev. D, 1, 2577.
- R. Bonifacio, G. Preparata, *Coherent spontaneous emission*, Phys. Rev. A, 2, 336.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *Pion amplitudes in a nonchiral world*, Ann. Phys., 61, 119.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *Mass dispersion relations in the light of the light cone*, Phys. Rev. Lett., 25, 1530.

1971

- G. Altarelli, R. A. Brandt, G. Preparata, *Light-cone analysis of massive  $\mu$ -pair production*, Phys. Rev. Lett., 26, 42.

- G. Preparata, *A calculation of the  $k^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  decay*, Phys. Lett. B, 34, 412.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *Dynamics of broken  $SU(3)(X)SU(3)$* , Phys. Rev. Lett., 26, 1605.
- G. Preparata, *Light cone and vector meson dominance in photo- and electroproduction*, Phys. Lett. B, 36, 53.
- R. A. Brandt, Wing-Chiu-Ng, P. Vinciarelli, G. Preparata, *Is there a fixed pole in  $\rho$  photoproduction?*, Lettere al Nuovo Cim., 2, 937.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *Scaling behavior near threshold*, Phys. Rev. D, 4, 3522.
- G. Preparata, *Scaling laws in high-energy physics*, Rivista del Nuovo Cim., 1, 423.

## 1972

- G. Altarelli, G. Preparata, *Light cone expansion and corrections to vector meson dominance in Compton scattering*, Phys. Lett. B, 39, 371.
- Z. Grossman, G. Preparata, *Radiative corrections to pion-nucleon coupling constants*, Phys. Rev. D, 5, 2069.
- G. Preparata, *A BPH approach to weak interactions*, Phys. Lett. B, 40, 253.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *Inclusive processes at large mass*, Phys. Rev. D, 6, 619.
- R. A. Brandt, A. Kaufman, G. Valenti, G. Preparata, *What are the  $\pi\pi$  scattering lengths?*, Phys. Rev. D, 6, 828.
- R. Gatto, G. Preparata, *The problem of continuation from deep-inelastic electron scattering to deep electron-positron annihilation*, Nucl. Phys. B, 47, 313.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *Conserved and partially conserved currents on the light cone*, Nucl. Phys. B, 49, 365.
- G. Altarelli, G. Preparata, *Light cone expansion and corrections to vector meson dominance in Compton scattering*, 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell University, Ithaca (NY), v + 353, p. 332.

- R. A. Brandt, Wing-Chiu-Ng, G. Preparata, P. Vinciarelli, *Is there a fixed pole in  $\rho$  photoproduction?*, 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell University, Ithaca (NY), v + 353, p. 340.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *The light cone and photon-hadron interactions*, Fortschr. Phys., 20, 571.
- R. A. Brandt, G. Preparata, *Operator product expansions near the light cone*, Nucl. Phys. B, 57, 541.

## 1973

- R. A. Brandt, G. Preparata, *Theory of deviations from pion pole dominance*, Phys. Rev. D, 7, 218.
- G. Preparata, *VMD versus PCAC in  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$* , Phys. Lett. B, 44, 165.
- R. Gatto, G. Preparata, *Two-photon and possible weak interferences in  $e^+ e^-$  annihilation*, Lettere al Nuovo Cim., 7, 89.
- G. Preparata, *Massive quarks and deep-inelastic phenomena*, Phys. Rev. D, 7, 2973.
- R. Gatto, G. Preparata, *Role of two-photon inclusive hadron production in high-energy  $e^+ e^-$  collisions*, Lettere al Nuovo Cim., 7, 507.
- N. S. Craigie, G. Preparata, *ISR rising cross section and finite energy effects in the Pommeranchuk mechanism*, Phys. Lett. B, 45, 487.
- M. De Vincenzi, G. Preparata, *High-energy neutrino scattering at low  $q^2$  and partial conservation of axial-vector currents*, Phys. Lett. B, 46, 431.
- G. Preparata, *Light-cone physics. Problems and perspectives*, Rivista del Nuovo Cim., 3, 180.
- M. de Vincenzi, G. Preparata, *High energy neutrino scattering at low  $Q^2$  strong or weak PCAC?*, Nucl. Phys. B, 64, 253.
- R. Gatto, G. Preparata, *One-particle and two-particle inclusive deep-inelastic electron-positron annihilation in a massive quark model*, Nucl. Phys. B, 67, 362.
- G. Preparata, *A possible way to look at deep inelastic phenomena. (Massive quark model)*, Proceedings of the Seminar on e-p and e-e Storage Rings, Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, VI + 721, pp. 67-93.

1974

- G. Benfatto, G. Preparata, G. C. Rossi, *A model for the deep inelastic annihilation functions of the nucleon*, Nuovo Cim. A, 19, 430.
- F. De Martini, G. Preparata, *Dicke superradiance and long range dipole-dipole coupling*, Phys. Lett. B, 48, 43.
- G. Preparata, *Exclusive electroproduction in a massive quark model: the production of vector mesons*, Phys. Lett. B, 49, 374.
- R. Gatto, G. Preparata, *Senile scaling in electron-positron annihilation (inclusive cross sections)*, Phys. Lett. B, 50, 479.
- R. Gatto, G. Preparata, *Semi-inclusive deep-inelastic scattering and production of  $\mu$  pairs in pp collisions in the massive quark model*, Phys. Rev. D, 9, 2104.
- R. A. Brandt, A. Kaufman, G. Preparata, *Massive-muon-pair production at high energy*, Phys. Rev. D, 10, 146.
- G. Preparata, *Light cone physics, where do we stand?*, 6<sup>th</sup> International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, North-Holland, Amsterdam, viii + 579, pp. 467-92.
- N. S. Craigie, G. Preparata, *Current algebra and the nature of the Pomeron mechanism*, Phys. Lett. B, 52, 84.
- G. Preparata, *Massive quarks and large transverse momenta. I. Large-angle two-body scattering*, Nucl. Phys. B, 80, 299.
- R. Gatto, G. Preparata, *Theoretical studies for higher-energy  $e^+e^-$  collisions*, Rivista del Nuovo Cim., 4, 445.

1975

- G. Preparata, *Massive quarks and large transverse momenta. II. One-particle inclusive scattering*, Nucl. Phys. B, 89, 445.

1976

- G. Preparata, N. S. Craigie, *A space-time description of quarks and hadrons*, Nucl. Phys. B, 102, 478.

- N. S. Craigie, G. Preparata, *The structure of final states in a space-time description of quarks and extended hadrons*, Nucl. Phys. B, 102, 497.
- G. Preparata, G. Rossi, *Looking at hadronic final states at high energies. I. Phenomena at large  $p_T$* , Nucl. Phys. B, 111, 111.
- G. Preparata, *Hadron geometry and quark coordinates*, International Summer Institute on Theoretical Physics on Current Induced Reactions, Springer-Verlag, Berlin, vi + 553, pp. 522-53.
- L. Camilleri, D. Cundy, P. Darriulat, J. Ellis, J. Field, H. Fischer; E. Gabathuler; M. K. Gaillard, H. Hoffmann, K. Johnsen, E. Keil, F. Palmenari, G. Preparata, B. Richter, C. Rubbia, J. Steinberger; B. Wiek, W. Willis, K. Winter, *Physics with very high energy  $e^+e^-$  colliding beams*, CERN, Geneva, 352 pp.
- G. Preparata, *Can we ever Understand Hadronic Matter? A Proposal*, Erice, Proceedings.
- G. Preparata, *General Considerations on a Quark Theory of Hadronic Matter*, Proceedings 2<sup>nd</sup> Adriatic Meeting on Hadronic Structure, Dubrovnik.

1977

- G. Preparata, *On some questions concerning a quark theory of hadronic matter*, Nucl. Phys. B, 122, 29.
- G. Preparata, K. Szego, *Geometrodynamics for quarks and hadrons: The baryon states*, Phys. Lett. B, 68, 239.
- G. Preparata, *Unconventional approaches to "Quark Confinement"*, Lectures given at 9<sup>th</sup> Summer School of Particle Physics, Gif-sur-Yvette.
- G. Preparata, *J- $\Psi$  and the New Physics*, Europhys. News, 8, 3.

1978

- F. Csikor, G. Preparata, *Geometrodynamics for quarks and hadrons: the definition of currents*, Nuovo Cim. A, 44, 265.
- F. Csikor, G. Preparata, *Radiative decays in heavy particles in the geometrodynamical approach*, Nuovo Cim. A, 46, 230.

G. Preparata, K. Szego, *Baryon structure in quark geometrodynamics*, Nuovo Cim. A, 47, 303.

G. Fogli, G. Preparata, *Unitarity and hadron self-energy: the breaking of SU(6) in the meson spectrum*, Nuovo Cim. A, 48, 235.

1979

G. Preparata, *Predictions for the top quark mass and for the generalized Cabibbo angle*, Phys. Lett. B, 82, 398.

G. Preparata, J. Soffer, *An important test of short-distance behaviour: the spin dependence of large angle nucleon-nucleon elastic scattering*, Phys. Lett. B, 86, 304.

G. Preparata, *QCD: problems and alternatives*, International Conference on High-energy Physics, CERN, Geneva.

G. Preparata, *Quark-geometrodynamics: A new approach to hadrons and their interactions*, Proceedings of the 1977 International School of Subnuclear Physics, Plenum, New York, VIII + 1247, pp. 727-803.

G. Preparata, *A Realistic Look at Deep Inelastic Physics*, Erice, Proceedings.

1980

P. Castorina, G. Nardulli, G. Preparata, *A realistic description of deep inelastic structure functions*, Nucl. Phys. B, 163, 333.

P. Castorina, G. Nardulli, G. Preparata, *Understanding deep inelastic scattering data*, Phys. Lett. B, 90, 301.

G. Preparata, J. Soffer, *On large angle meson-baryon elastic scattering*, Phys. Lett. B, 93, 187.

P. Castorina, G. Nardulli, G. Preparata, *On the deep-inelastic structure functions of  $\pi$ 's and K's*, Phys. Lett. B, 93, 291.

G. Preparata, *A realistic look at deep inelastic physics*, Proceedings of the Fourth Seminar, Plenum, New York, x + 507, pp. 475-500.

G. Preparata, *QCD, problems and alternatives*, Proceedings of the 1979 EPS Geneva Conference, CERN, Geneva, x + 470, pp. 442-61.

1981

L. Angelini, P. Castorina, G. Nardulli, G. Preparata, *Final-state enhancement factor in  $Z^0$ ,  $W^+$  or  $W^-$  production due to quark confinement*, Lettere al Nuovo Cim., 30, 379.

L. Angelini, P. Castorina, G. Preparata, *QCD analysis of  $K^0$  production in  $e^+e^-$  annihilation*, Lettere al Nuovo Cim., 30, 451.

P. Castorina, G. Nardulli, G. Preparata, *Massive lepton pair production in hadron-hadron collisions*, Nucl. Phys. B, 181, 208.

G. Preparata, G. Valenti, *The sequential decay of a fire-sausage: the origin of jets in hadronic final states*, Nucl. Phys. B, 183, 53.

P. Castorina, G. Nardulli, G. Preparata, *Deep inelastic scattering on a photon target in the massive quark model*, Z. Phys. C, 8, 277; Erratum *ibid.* C, 10, 371.

G. Preparata, *Beyond four-dimensional space-time: a possible answer to the riddle of color confinement*, Phys. Lett. B, 102, 327.

G. Nardulli, G. Preparata, *Calculating  $K$  to  $2\pi$* , Phys. Lett. B, 104, 399.

P. Castorina, G. Nardulli, G. Preparata, *Are quantum chromodynamic scaling violations in deep-inelastic lepton-hadron scattering really observed?*, Phys. Rev. Lett., 47, 468.

G. Preparata, G. Valenti, *Deciphering the structure of hadronic final states*, Phys. Rev. Lett., 47, 891.

G. Preparata, *Anisotropic Yang-Mills interactions for quarks and leptons*, Nuovo Cim. A, 66, 5.

P. Castorina, G. Nardulli, G. Preparata, *Scaling and its violations in deep inelastic phenomena*, Rivista del Nuovo Cim., 4, 1.

1982

J.-L. Basdevant, G. Preparata, *The structure of strong interactions in anisotropic chromodynamics*, Nuovo Cim. A, 67, 19.

G. Preparata, *A new approach to the interactions of quarks and leptons in an anisotropic space-time*, Phys. Lett. B, 108, 187.

P. Cea, P. Colangelo, G. Nardulli, G. Preparata, *Current-particle matrix elements in ACD*, Phys. Lett. B, 115, 310.

- P. Cea, P. Colangelo, G. Nardulli, G. Paiano, G. Preparata, *WKB approach to the Schrödinger equation with relativistic kinematics*, Phys. Rev. D, 26, 1157.
- P. Castorina, P. Cea, P. Colangelo, G. Nardulli, G. Preparata, *Chirality and its breaking in a new theory of hadrons*, Phys. Lett. B, 115, 487.
- G. Nardulli, G. Preparata, *Parity violation and strong interactions: spin asymmetries in high energy nucleon-nucleon scattering*, Phys. Lett. B, 117, 445.
- J.-L. Basdevant, P. Colangelo, G. Preparata, *The structure of strong interactions in anisotropic chromodynamics. II. The meson spectrum*, Nuovo Cim. A, 71, 445.
- P. Cea, G. Nardulli, G. Preparata, *On the value of  $R_{e^+e^-}$* , Z. Phys. C, 16, 135.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, G. Valenti, *Is the gluon hiding under the third jet?*, Phys. Lett. B, 119, 456.
- G. Preparata, *Quark confinement and lepton liberation in an anisotropic space-time*, Proceedings of the 1981 Cargese Summer Institute on Fundamental Interactions, Plenum, New York, xvi + 696, pp. 421-48.

## 1983

- G. Nardulli, G. Preparata, D. Rotondi, *The physics of weak nonleptonic decays:  $K$  to  $\pi\pi$* , Phys. Rev. D, 27, 557.
- L. Cosmai, M. Pellicoro, G. Preparata, *Mesons in anisotropic chromodynamics: the electromagnetic form factors of pseudoscalars*, Phys. Lett. B, 121, 272.
- G. Nardulli, G. Preparata, E. Scrimieri, J. Soffer, *Parity non-conservation in low energy nucleon-nucleon interaction*, Phys. Lett. B, 122, 329.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, G. Valenti, *Fire-string decay at high energies: baryon-antibaryon production in  $e^+e^-$  annihilation*, Phys. Lett. B, 123, 246.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, G. Valenti, *Fire-string decay in high-energy  $e^+e^-$  annihilation: one-particle distributions and scaling violations*, Phys. Rev. D, 27, 1668.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, G. Valenti, *Fire-string formation at high energies:  $pp$  versus  $anti\ pp$* , Nucl. Phys. B, 216, 83.

- P. Cea, P. Colangelo, G. Nardulli, G. Paiano, G. Preparata, *Confined quarks and the Weinberg sum rules*, Phys. Lett. B, 128, 225.
- G. Preparata, *'Reasonable' expectations for hadroproduction at collider energies*, Third Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics Proceedings, CERN, Geneva, xi + 584, pp. 525-37.
- L. Cosmai, M. Pellicoro, G. Preparata, *Moving frame wave functions and EM form factors of pseudoscalar mesons*, Nucl. Phys. B, 228, 31.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, *Fire string theory of  $e^+e^-$  annihilation*, Rivista del Nuovo Cim., 6, 1.
- G. Preparata, *Beyond QCD: why and how Field Theory in Elementary Particles*, Proceedings of Orbis Scientiae 1982, Plenum, New York, ix + 469, pp. 305-21.
- G. Preparata, *The anisotropic space-time: a possible arena of subnuclear phenomena*, Proceedings of the Third Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, North-Holland, Amsterdam, 2 voll., xvii + xii + + 1513 + ix, vol. 2, pp. 432-46.

## 1984

- G. Nardulli, G. Preparata, *Do we understand parity violation in nucleon-nucleon interactions?*, Phys. Lett. B, 137, 111.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, *Can we understand the NA5 effect?*, Phys. Lett. B, 141, 255.
- P. Cea, G. Nardulli, G. Preparata, *One-particle contributions to  $K^0\bar{K}^0$  mixing*, Phys. Lett. B, 148, 477.
- G. Nardulli, G. Preparata, J. Soffer, *Large-angle two-body reactions at high energy*, Nuovo Cim. A, 83, 361.
- C. Lanave, G. Preparata, C. Saccone, G. Serio, *A new method for calculating evolutionary substitution rates*, J. Mol. Evol., 20, 86.
- C. Lanave, G. Preparata, C. Saccone, *Mammalian genes as molecular clocks?*, J. Mol. Evol., 20, 346.

## 1985

- A. Giannelli, L. Nitti, G. Preparata, P. Sforza, *A calculation of nucleon structure functions*, Phys. Lett. B, 150, 214.

- G. Nardulli, G. Preparata, J. Soffer, *Spin effects in large-angle meson-baryon scattering*, Phys. Rev. D, 31, 626.
- M. Consoli, G. Preparata, *On the stability of the perturbative ground state in non-abelian Yang-Mills theories*, Phys. Lett. B, 154, 411.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, G. Valenti, *A Monte Carlo program for generating hadronic final states in electron-positron annihilations*, Computer Physics Communications, 34, 371-85.
- G. Preparata, *Spin and flavor at large angles*, J. Phys. Colloque, 46, 1-21.
- P. Colangelo, L. Cosmai, M. Pellicoro, G. Preparata, *Does asymptotic freedom shine on the lattice?*, Phys. Lett. B, 157, 77.
- G. Preparata, *Perturbation Theory and Confinement in QCD: A Problematic Coexistence*, Proceedings of the International Europhysics Conference on High-Energy Physics, Bari, 1213 pp., p. 130.
- M. Attimonelli, C. Lanave, E. Sbisà, G. Preparata, C. Saccone, *Multisequence comparisons in protein coding genes. Search for functional constraints*, Cell. Biophys., 7, 239.

## 1986

- P. Colangelo, L. Cosmai, M. Pellicoro, G. Preparata, *Freedom and confinement in lattice Yang-Mills theories: a case for divorce*, Nuovo Cim. A, 92, 1.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, *A realistic model of the semileptonic decays of beauty*, Phys. Lett. B, 172, 447.
- G. Preparata, J. Soffer, *The crucial role of spin in large angle scattering*, Phys. Lett. B, 180, 281.
- L. Cosmai, G. Preparata, *Evidence against asymptotic freedom from SU(2) lattice gauge theory*, Phys. Rev. Lett., 57, 2613.
- G. Preparata, *The Standard Model: its foundations and its problems*, Hadronic Physics at Intermediate Energy, Winter School, North-Holland, Amsterdam, x + 473, pp. 3-48.
- G. Preparata, *Essential quantum instability of the perturbative Yang-Mills vacuum*, Nuovo Cim. A, 96, 366.
- G. Preparata, *A constant chromomagnetic field leads (probably) to the real QCD ground state*, Nuovo Cim. A, 96, 394.

- G. Preparata, *The fifth force, reality or chimera?*, Boll. Soc. Ital. Fis., N.S. 1, 24.

## 1987

- G. Preparata, *The physics of weak non-leptonic interactions*, Hadronic Physics at Intermediate Energy, II, Winter School, Second Course, North-Holland, Amsterdam, ix + 531, pp. 3-24.
- E. Ferrari, G. Violini, G. Preparata, L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, *Analysis of hadronic final states in deep-inelastic scattering through the fire-string model*, Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Eur. Phys. Soc., Petit-Lancy, 2 voll., xx + ix + 1087, vol. 1, pp. 521-23.
- G. Preparata, *On the effective nonleptonic hamiltonian*, Phys. Lett. B, 193, 312.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, *Nailing down the K-M matrix and the top quark mass*, Phys. Lett. B, 195, 469; Erratum *ibid.* B, 202, 620.
- G. Preparata, *QCD and the dynamics of confinement: a problem that is being solved*, Nucl. Phys. B, 279, 235.
- G. Preparata, *Topics on the weak decays of heavy flavoured mesons*, in *Topics on heavy flavours*, San Miniato, 403.
- G. Preparata, *The magnetic instability of the perturbative Yang-Mills vacuum*, Workshop on Variational Calculations in Quantum Field Theory, Wangerooze, 1-4 settembre.
- G. Preparata, C. Saccone, *A simple quantitative model of the molecular clock*, J. Mol. Evol., 24, 7.
- C. Lanave, S. Tommasi, G. Preparata, C. Saccone, *Transition and transversion rate in the evolution of animal mitochondrial DNA*, Biosystems, 19, 273.

## 1988

- G. Preparata, *Understanding the Yang-Mills ground state: the origin of colour confinement*, Phys. Lett. B, 201, 139.

- G. Preparata, *Topics in the weak decays of heavy flavoured mesons*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 1, 403.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, *Inclusive weak decays of charmed mesons*, Nuovo Cim. A, 99, 45.
- G. Preparata, *Quantum Field Theory of a Free Electron Laser*, Phys. Rev. A, 38, 233.
- E. Del Giudice, G. Preparata, G. Vitiello, *Water as a free Electric Dipole Laser*, Phys. Rev. Lett., 61, 1085.
- G. Preparata, J. Soffer, *Evidence against perturbative QCD from polarized Deep Inelastic Scattering*, Phys. Rev. Lett., 61, 1167; Erratum *ibid.*, 62, 1213.
- E. Ferrari, G. Violini, G. Preparata, L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, *Analysis of hadron production in deep inelastic muon-proton collisions through the fire string model*, Z. Phys. C, 41, 39.
- G. Preparata, *Quantum mechanics of a gravitational antenna*, Nuovo Cim. A, 101, 625.
- L. Angelini, M. Pellicoro, L. Nitti, G. Preparata, *High  $p_T$  Physics in  $p$ - $p$  and anti- $p$ - $p$  scattering*, Phys. Lett. B, 211, 472.
- G. Preparata, *The magnetic instability of the perturbative Yang-Mills vacuum*, in *Variational Calculations in Quantum Field Theory*, edited by L. Polley and D. E. L. Pottenger, World Scientific, Singapore.

1989

- T. Bressani, E. Del Giudice, G. Preparata, *First steps toward an understanding of cold fusion*, Nuovo Cim. A, 101, 845.
- G. Preparata, *Can the Bjorken sum rule outlive that of Ellis and Jaffe?*, Phys. Lett. B, 231, 483.
- E. Ferrari, G. Violini, G. Preparata, L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, *Analysis of hadron production in deep inelastic muon-proton collisions through the fire-string model*, Part II, Z. Phys. C, 44, 599.
- G. Preparata, *Polarized deep inelastic scattering: the ultimate challenge to PQCD?*, Nuovo Cim. A, 102, 63.
- G. Preparata, *Ideas on Hadronic Physics at short distances*, Proceedings of the Third Course of the Winter School on Hadronic Physics, Folgaria (Trento), 15-20 febbraio 1988.

- G. Pesole, G. Preparata, C. Saccone, *DNA microenvironments and the molecular clock*, J. Mol. Evol., 26, 7.

1990

- G. Preparata, *Superradiance effect in a gravitational antenna*, Mod. Phys. Lett. A, 5, 1.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, *Some aspects of the structure of  $pp$  ( $\bar{p}p$ ) scattering at high energies*, Phys. Rev. D, 41, 2081.
- E. Del Giudice, M. Giuffrida, R. Mele, G. Preparata, *Superradiance and superfluidity in  $^4\text{He}$* , Proceedings of the 1988-1990, Capri Symposia.
- G. Preparata, *Anisotropic chromodynamics and the QCD ground state*, Nuovo Cim. A, 103, 1073.
- G. Preparata, *Towards a theory of nuclear models*, Nuovo Cim. A, 103, 1213.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, J. Soffer, *Where is the anomaly of polarized deep-inelastic scattering?*, Phys. Rev. D, 42, 930.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, J. Soffer, *Polarized strange quarks in the proton and the validity of quantum chromodynamics*, Phys. Rev. Lett., 64, 495.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, M. Verpelli, *Coulombic corrections to  $R_{e^+e^-}$  and  $\Gamma_z$  in QCD*, MITH-90/2, sottoposto a Phys. Lett. B.
- G. Preparata, *Quantum field theory of superradiance*, Proceedings of the 4<sup>th</sup> Course of the Winter School on Hadronic Physics, Folgaria (Trento), febbraio 1989.
- C. Saccone, C. Lanave, G. Pesole, G. Preparata, e altri, *Influence of base composition on quantitative estimates of gene evolution*, Method. Enzymol., 183, 570.
- G. Preparata, *Theoretical ideas on cold fusion*, 1<sup>st</sup> Annual Conference on Cold Fusion, Salt Lake City, 29-31 marzo.

1991

- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, M. Verpelli,  *$R_{e^+e^-}$ ,  $\Gamma_z$  and  $\alpha_s$ : do the experimental data agree with perturbative QCD?*, Mod. Phys. Lett. A, 6, 605.

- G. Preparata, *Asymptotic freedom and the problem of the vacuum*, MITH 91/1.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *Determining  $\alpha_s$  from  $R_{e^+e^-}$* , MITH 91/6, sottoposto a Z. Phys. C.
- E. Del Giudice, M. Giuffrida, R. Mele, G. Preparata, *Superradiance and superfluidity of  $^4\text{He}$* , Europhysics Lett., 14, 463.
- E. Del Giudice, M. Giuffrida, R. Mele, G. Preparata, *Superfluidity of  $^4\text{He}$* , Phys. Rev. B, 43, 5381.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *Do we live on a lattice? Fermion masses from the Planck mass*, Phys. Lett. B, 264, 35.
- M. Gibilisco, G. Preparata, *A calculation of some exclusive weak decays of  $D^+$  and  $D^0$  mesons*, Phys. Lett. B, 264, 207.
- G. Preparata, *A new look at solid-state fractures, particle emission and cold nuclear fusion*, Nuovo Cim. A, 104, 1259.
- G. Preparata, *Some theories of cold nuclear fusion. A review*, Fusion Technology, 20, 82.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, J. Soffer, *Isospin violation in quark-parton distributions*, Phys. Rev. Lett., 66, 687.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, J. Soffer, *The strangeness content of the proton can only be small*, Phys. Lett. B, 273, 306.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *A novel approach to nuclear shadowing*, MITH 91/13, sottoposto a Phys. Rev. Lett.
- R. Barni, G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *A simple explanation of hyperon polarization at high  $p_T$* , MITH 91/21.
- L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro, G. Preparata, G. Valenti, *A Monte Carlo Program for generating hadronic final states*, Comp. Phys. Comm., 67, 293.
- G. Preparata, *Cold fusion: what do the laws of nature allow and forbid?*, Annual Conference on Cold Fusion, Como, 29 giugno - 5 luglio.
- G. Preparata, *Coherence in QCD and QED*, Proceedings of the VI Winter School on Hadronic Physics, Folgaria (Trento), febbraio.
- G. Pesole, M. P. Bozzetti, C. Lanave, G. Preparata, e altri, *Glutamine-synthetase gene evolution. A good molecular clock*, Proc. Natn. Acad. Sci. USA, 88, 522.

1992

- G. Preparata, *Understanding the hadrons: a story of personal struggle*, El Tambor de Feynman, Rivista de los estudiantes del Dpt. de Física, Universidad Pedagógica Nacional, Bogotá (Colombia).
- T. Bressani, E. Del Giudice, G. Preparata, *What makes a crystal stiff enough for the Moessbauer effect?*, Nuovo Cim. D, 14, 345.
- E. Del Giudice, B. Giunta, G. Preparata, *Superradiance and ferromagnetic behaviour*, Nuovo Cim. D, 14, 1145.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *Theory of EMC effect*, Phys. Lett. B, 276, 219.
- R. Barni, G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *A simple explanation of hyperon polarization at high  $p_T$* , Phys. Lett. B, 276, 251.
- R. Barni, G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *Initial state spin asymmetries and final state interference in large angle pion production*, MITH 92/5.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *Fermion masses and "No-Go theorem" on a lattice*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 26, 501.
- L. Gamberale, G. Preparata, S.-S. Xue, *Failure of perturbative scaling in  $SU(3)$  lattice gauge theory*, Nuovo Cim. A, 105, 309.
- G. Preparata, *Why is generally accepted QCD wrong? Towards the true QCD*, Rydzyna Particles & Fields, 95.
- G. Preparata, *QCD and the Quarks: Light and Heavy*, Proceedings of the VII Winter School on Hadronic Physics, Folgaria (Trento), 10-15 febbraio.
- G. Pesole, E. Sbisà, C. Preparata, C. Saccone, *The evolution of the Mitochondrial D-loop region and the origin of modern man*, Mol. Biol. Evol., 9, 587.
- G. Pesole, M. Attimonelli, G. Preparata, C. Saccone, *A statistical method for detecting regions with different evolutionary dynamics in multialigned sequences*, Mol. Phylogenet. Evol., 1, 91.

1993

- R. Garattini, S. Mattina, G. Preparata, *A new QCD approach to the physics of Quarkonia*, Nuovo Cim. A, 106, 431.

- G. Preparata, S.-S. Xue, *A possible massive solution to Dyson equation with a small gauge coupling*, Phys. Lett. B, 302, 442.
- L. Gamberale, S. Marchi, G. Preparata, *A calculation of the masses and mixing angles of the  $\eta$  and  $\bar{\eta}$  mesons*, MITH 93/1.
- G. Preparata, *Towards a theory of cold fusion phenomena*, relazione al Convegno sulla Fusione Fredda in Italia, III, Roma, 14-16 febbraio (già letta parzialmente alla 3<sup>rd</sup> Annual Conference on Cold Fusion, Nagoya (Giappone), ottobre 1992).
- G. Preparata, S.-S. Xue, *The standard model on a Planck lattice: emergence of the  $t$ - $t$  condensate and disappearance of the Higgs boson*, MITH 93/5, sottoposto a Phys. Rev. Lett.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *EMC, E142, SMC, Bjorken, Ellis-Jaffe... and all that*, MITH 93/9.
- L. Gamberale, G. Preparata, S.-S. Xue, *Comment on "Savvidy Ferromagnetic Vacuum in Three-Dimensional Lattice Gauge Theories"*, Proceedings of Hadron '93, Como, luglio, p. 2645.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *Are E142 and SMC telling a different story?*, MITH 93/12.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *Quasi-elastic electron-nucleus scattering and the Coulomb sum rule*, Nuovo Cim. A, 106, 685.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *Nuclear models and the hypernuclear interaction*, Nuovo Cim. A, 106, 685.
- R. Alzetta, M. Gibilisco, G. Liberti, G. Preparata, *Lambda weak decays in medium to heavy hypernuclei*, Mod. Phys. Lett. A, 8, 2335.
- E. Del Giudice, R. Mele, G. Preparata, *Dicke Hamiltonian and superradiant phase transitions*, Mod. Phys. Lett. B, 7, 1851.
- E. Del Giudice, R. Mele, A. Muggia, G. Preparata, *Quantum-mechanical coherence and superfluidity in  $^3\text{He}$* , Nuovo Cim. D, 15, 1279.
- E. Del Giudice, C. P. Enz, R. Mele, G. Preparata, *Solid  $^4\text{He}$  as an ensemble of superradiating nuclei*, Nuovo Cim. D, 15, 1415.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *The standard model on a Planck lattice*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 30, 674.

- G. Preparata S.-S. Xue, *The  $t$ - $t$  condensate and the ground state of Nambu-Jona-Lasinio interaction*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 30, 674.
- M. Gibilisco, G. Preparata, *Theory of nonleptonic decays of heavy flavours*, Phys. Rev. D, 47, 4949.
- V. Galbiati, G. Preparata, M. Scorletti, *A QCD calculation of the masses of baryons*, Phys. Lett. B, 319, 257.
- L. Gamberale, G. Preparata, S.-S. Xue, *Probing Gauge Theories with Constant Magnetic Fields*, Proceedings of the VIII Winter School on Hadronic Physics, Folgaria (Trento), 1-6 febbraio.
- G. Preparata, *Why are Quarks (and Gluons) Confined?*, Proceedings of the VIII Winter School on Hadronic Physics, Folgaria (Trento), 1-6 febbraio.

## 1994

- G. Preparata, M. Scorletti, *Non-perturbative QCD and the meson ( $Q$ - $Q$ ) spectrum*, Phys. Rev. D, 49, 5984.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *Mass relation between top and bottom quarks*, Phys. Lett. B, 325, 161.
- M. Fleischmann, S. Pons, G. Preparata, *Possible and impossible theories of cold fusion*, Nuovo Cim. A, 107, 143.
- G. Preparata, *Hadron '93: theory*, Nuovo Cim. A, 107, 2657.
- E. Del Giudice, G. Preparata, *Coherent dynamics in water as a possible explanation of biological membranes formation*, J. Biol. Phys. B, 20, 105.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *Electroweak interactions on a Planck lattice: the propagators of gauge bosons*, Phys. Lett. B, 329, 87.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *A possible origin of the Wilson lattice fermion*, Phys. Lett. B, 335, 192.
- G. Preparata, *Se Simplicio avesse avuto un Cray*, Il Nuovo Saggiatore, 10, 59.

## 1995

- E. Del Giudice, A. Galimberti, L. Gamberale, G. Preparata, *Electrodynamical coherence in water: a possible origin of the tetrahedral coordination*, Mod. Phys. Lett. B, 9, 953.

- R. Arani, I. Bono, E. Del Giudice, G. Preparata, *QED coherence and the thermodynamics of water*, Int. Jour. Mod. Phys. B, 9, 1813.
- E. Del Giudice, R. Mele, G. Preparata, C. Gualdi, G. Mangano, G. Miele, *Neutron stars and the coherent nuclear interaction*, Int. Jour. Mod. Phys. D, 4, 531.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *The pomeron in QCD*, Phys. Lett. B, 345, 272.
- R. Alzetta, G. Liberti, G. Preparata, *Non-leptonic lambda decays in hypernuclei*, Nucl. Phys. A, 585, 307c.
- G. Preparata, P. G. Ratcliffe, *Comment on "Analysis of data on polarized lepton-lepton scattering"*, Phys. Lett. B, 355, 356.
- C. Saccone, C. Lanave, G. Pesole, G. Preparata, e altri, *The reversible stationary Markov process for estimating the pattern of nucleotide substitution: a response to Zibeng Yang*, J. Mol. Evol., 41, 253.
- G. Pesole, G. Dellisanti, G. Preparata, e altri, *The importance of base composition in the correct assessment of genetic distance*, J. Mol. Evol., 41, 1124.
- G. Preparata, *QED Coherence in Matter*, World Scientific, Singapore, XIII + 236.

1996

- G. Preparata, S.-S. Xue, *Emergence of the  $tt$ -condensate and the disappearance of scalars in the standard model on the Planck lattice*, Nuovo Cim. A, 109, 137.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *The emergence of a heavy quark family on a lattice*, Phys. Lett. B, 377, 124.
- G. Preparata, *The Moessbauer Effect: a glimpse of the stunning QED Coherence of Matter*, Conference Proceedings ICAME-95, SIF, vol. 50, 955.
- G. Preparata, *La fusione fredda: un "puzzle" scientifico e socio-economico*, AEI, 83, 58/234.
- G. Preparata, M. Scorletti, M. Verpelli, *Isoperibolic calorimetry of modified Fleischmann-Pons cells*, J. Electroanal. Chem., 411, 9.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *The standard model on a Planck lattice: mixing angles vs. quark masses*, Nuovo Cim. A, 109, 1455.

- G. Preparata, S.-S. Xue, *A lattice chiral theory with multifermion coupling*, Phys. Lett. B, 381, 277.
- L. Lombardi Vallauri, R. Fondi, G. Conforto, G. Preparata, e altri, *Bio-typology and transformation*, Riv. Biol. B/ Forum, 89, 319.
- G. Preparata, *Quantum gravity, the Planck lattice and the standard model*, Proceedings of the VII Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, Stanford University, luglio 1994, pp. 102-115.
- E. Del Giudice, R. Mele and G. Preparata, C. Gualdi, G. Mangano, G. Miele, *Dynamical coherence in neutron stars*, Proceedings of the VII Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, Stanford University, luglio 1994, pp. 1055-63.

1997

- R. Mele, G. Preparata, S. Villa, *A quantum field theory approach to simple liquids: the elementary excitations of  $^4\text{He}$* , Int. Jour. Mod. Phys. B, 11, 337.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *Getting around the Nielsen-Ninomiya theorem, towards the Rome Approach*, Phys. Lett. B, 395, 257.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *Multifermion coupling, chiral-gauge coupling and anomalies*, Nuovo Cim. A, 110, 31.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *A chiral theory on a lattice*, Nuovo Cim. A, 110, 31.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *The mass relations between neutrinos and charged leptons*, Nuovo Cim. A, 110, 135.
- R. Alzetta, T. Bubba, G. Liberti, G. Preparata, *The Darmstadt effect: a new type of nuclear spectroscopy?*, Nuovo Cim. A, 110, 169.
- R. Alzetta, R. Le Pera, G. Liberti, G. Preparata, *The coherent nucleus: the low-energy photoabsorption cross-section*, Nuovo Cim. A, 110, 179.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *A possible scaling region of lattice chiral fermions*, Nucl. Phys. B, 486, 282.
- G. Preparata, *Sulle tracce del vuoto*, Il Nuovo Saggiatore, 13/3, 22.
- L. Dick, V. Karapetian, R. Barni, G. Preparata, *Diffraction in deep inelastic scattering: the hadronic nature of quarks*, Phys. Lett. B, 408, 427.
- M. Buzzacchi, E. Del Giudice, G. Preparata, S.-S. Xue, *On the dielectric instability of high pressure hydrogen*, MITH 97/11.

- M. Buzzacchi, E. Del Giudice, G. Preparata, S.-S. Xue, *Coherent electrodynamic processes in solid molecular Hydrogen*, MITH 97/13.
- G. Preparata, *Regimi coerenti in fisica e in biologia*, Riv. Biol. B/ Forum, 90/1, 434.
- G. Preparata, *A bridge from physics to biology*, Riv. Biol. B/ Forum, 90/2, 217.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *Quantum gravity and space-time wormholes*, Proceedings of VIII Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, Jerusalem, giugno.
- G. Preparata, S.-S. Xue, *On the ground state of quantum gravity*, Proceedings of the VIII Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, Jerusalem, giugno.

## 1998

- G. Preparata, G. Skorobogatov, *Induced gamma emission in te-crystals: evidence for unexpected cooperative effects*, MITH 98/1.
- M. Buzzacchi, E. Del Giudice, G. Preparata, *Anomalies in H<sub>2</sub>O-D<sub>2</sub>O mixtures: evidence for the two-fluid structure of water*, MITH 98/3.
- G. Preparata, R. Ruffini, S.-S. Xue, *The flux patterns of gamma-ray-bursts and their afterglows*, Astronomy and Astrophysics Letters, 337, L3.
- G. Preparata, R. Ruffini, S.-S. Xue, *The dyadosphere of black holes and gamma-ray bursts*, Astronomy and Astrophysics Letters, 338, L87.
- S. Cacciatori, G. Preparata, S. Rovelli, I. Spagnolatti, S.-S. Xue, *On the ground state of quantum gravity*, Phys. Lett. B, 427, 254.
- G. Preparata, S. Rovelli, S.-S. Xue, *Fine-tuning towards low-energy physics*, sottoposto a Nucl. Phys. B.
- E. Del Giudice, G. Preparata, *Electrodynamical like-charge attractions in metastable colloidal crystallites*, Mod. Phys. Lett. B, 21, 881.
- E. Del Giudice, R. Mele, G. Preparata, S. Sanvito, F. Fontana, *A further look at Waveguide Lasers*, IEEE, Jour. Quant. Elec., 34, 2403.
- E. Del Giudice, G. Preparata, *Coherent Electrodynamics of Water*, in *Fundamental Research in Ultra High Dilution and Homoeopathy*, edited by J. Schulte and P. C. Endler, Kluwer Academic Press, Dordrecht-Boston, p. 89.

- M. Buzzacchi, E. Del Giudice, G. Preparata, *Sonoluminescence unveiled?*, MITH 98/6.
- E. Del Giudice, G. Preparata, *Bose-Einstein vs. electrodynamic condensates: the question of order and coherence*, MITH 98/8.
- E. Del Giudice, G. Preparata, *A tale of two condensates: the odd Bose-Einstein condensation of atomic Hydrogen*, MITH 98/10.
- M. Buzzacchi, E. Del Giudice, G. Preparata, *Glasses: a new view from QED Coherence*, MITH 98/11, sottoposto a Jour. Mol. Liq.
- G. Preparata, *On a possible ground state for quantum gravity*, Journal of the Korean Physical Society, 33, S520.

## 1999

- R. Alzetta, T. Bubba, R. Le Pera, G. Liberti, G. Mileto, G. Preparata, D. Tarantino, *Coherent QED, giant resonances and  $e^+e^-$  pairs in high-energy nucleus-nucleus collisions*, Nuovo Cim. A, 112, 767.
- R. Alzetta, G. Liberti, G. Preparata, *A few simple observations on pion-condensation in nuclei*, Nuovo Cim. A, 112, 1609.
- R. Alzetta, T. Bubba, R. Le Pera, G. Liberti, G. Preparata, D. Tarantino, *Giant Resonances and Low-Mass  $e^+e^-$  Pair Production in Relativistic Heavy Ion Collisions*, in S. Costa, S. Albergo, A. Insolia, C. Tuve eds., *Measuring the size of things in the Universe*, Proceedings of CRIS'98 Conference, World Scientific, Singapore, p. 234.
- G. Preparata, R. Ruffini, *Gamma ray bursts and charged black holes: the evolution and the electromagnetic radiation of the dyadosphere*, MITH 99/1.

## 2000

- E. Del Giudice, G. Preparata, M. Fleischmann, *QED Coherence and electrolyte solutions*, J. Electroanal. Chem., 482, 110.
- L. Dick, V. Karapetian, G. Lo Iacono, G. Preparata, L. Nitti, *T-dependence in "diffractive" deep inelastic scattering: a case for "colour-filtered" perturbation theory*, Phys. Lett. B, 479, 29.
- G. Preparata, S. Rovelli, S.-S. Xue, *Gas of wormholes: a possible ground state of quantum gravity*, Gen. Rel. Grav., 32, 1859.

- G. Preparata, R. Ruffini, S.-S. Xue, *The role of the screen factor in GRBs*, Nuovo Cim. B, 115, 915.
- G. Preparata, *The role of Quantum Electro Dynamics (QED) in medicine*, Riv. Biol. B/ Forum, 93, 467.
- E. Del Giudice, M. Fleischmann, G. Preparata, G. Talpo, *On the "unreasonable" effects of ELF magnetic field upon a system of ions*, in corso di stampa su Bioelectromagnetics (2002).
- G. Preparata, *What hides at the center of the Sun?*, arXiv:astro-ph/0005064, 3 maggio.

## Indice dei nomi

- Ademollo, Marco, 19, 22-23, 63  
 Adler, Steve, 46-47, 60  
 Ageno, Mario, 37  
 Alembert, Jean-Baptiste Le Rond, *detto d'A.*, 47, 49, 169  
 Altarelli, Guido, 23, 36, 73  
 Alzetta, Renzo, 195 n  
 Amaldi, Edoardo, 151, 189-91  
 Amati, Daniele, 108  
 Anderson, Philip W., 180 e n, 181, 211  
 Arani, Raffaella, 149  
 Aristotele, 11, 92, 148 n, 197  
 Avogadro, Amedeo, 139, 178, 182
- Bacone, Ruggero, 102  
 Bardeen, John, 174, 176 e n, 177-78  
 Barni, Ruggero, 128 n  
 Basdevant, Jean-Louis, 112  
 Becquerel, Henri, 18  
 Bednorz, Johannes, 178  
 Bell, John, 199  
 Bellarmino, Roberto, 33, 102, 199  
 Bellini, Gianpaolo, 128  
 Benveniste, Jacques, 144-45, 151, 164, 191  
 Bergomi, Stefania, 5  
 Berkeley, George, 11  
 Berman, S., 45, 60  
 Bernal, John Desmond, 147, 171  
 Bernardini, Carlo, 106  
 Bernoulli, Jakob, 47  
 Berruti, Livio, 10  
 Bethe, Hans, 160  
 Bjorken, James D. (Bj), 47, 60 n, 61, 64, 68-72, 75-81, 88, 91  
 Bockris, John O'M., 155  
 Bogoliubov, Nikolaj Nikolaevič, 176
- Bohr, Niels, 12, 17, 133-35, 142, 196, 199, 209  
 Boltzmann, Ludwig, X-XI, XIII, 133, 135, 197, 213  
 Bolzano, Bernhard, 6  
 Bonifacio, Rodolfo, 61-62, 80, 129-30, 132, 172  
 Bono, Ivan, 145-46  
 Born, Max, 12  
 Bose, Satyendranath, 15, 17  
 Brandt, Richard, 61, 71-73, 78-80, 91, 111  
 Bressani, Tullio, 151-52, 157-58, 164, 186, 187 n  
 Broglie, Louis-Victor de, 17, 56, 198  
 Brunelleschi, Filippo, 21  
 Bruno, Giordano, 101-02, 180  
 Buccella, Franco, 23, 36
- Cabibbo, Nicola, 6-8, 13, 43, 46, 59, 89, 92, 96 n, 151, 190  
 Callan, Curt, 60, 62  
 Campochiaro, Emilia, 126  
 Capra, Fritjof, X, 24  
 Carroll, Lewis, *pseudonimo di* Charles Lutwidge Dodgson, 104  
 Catullo, Gaio Valerio, 6  
 Cavendish, Henry, 192 n  
 Chadwick, James, 25  
 Chew, Geoffrey, X, 24-25, 29, 44, 63, 96, 100, 132  
 Chiuderi, Claudio, 23  
 Clebsch, Rudolf Friedrich Alfred, 19  
 Cöhn, Alfred, 158-59  
 Coleman, Sidney, 61-62, 80, 92 n  
 Compton, Arthur Holly, 90  
 Consoli, Maurizio, 123-24

- Conversi, Marcello, 81  
 Cooper, Leon N., 174, 176 e n, 177-78, 203  
 Cosmai, Leonardo, 125  
 Coulomb, Charles-Augustin de, 160  
 Craigie, Neil, 100
- Dashen, Roger, 47  
 Davisson, Clinton, 198  
 Debye, Peter Joseph, 177 n  
 De Franceschi, Gianni, 37  
 Delbrück, Max, 209  
 Del Giudice, Emilio, 63, 132-33, 139-40, 144-45, 151-53, 157-58, 164, 170, 184 n, 186, 187 n, 211-12, 214  
 Del Giudice, Nicola, 139  
 Democrito, 24, 133  
 Dick, Louis, 100  
 Dicke, Robert H., 61, 132, 172, 181, 185, 187  
 Dirac, Paul A. M., 12, 15, 23, 35 n, 39, 41, 82, 83 e n, 84-87, 113, 117, 130, 196, 201, 202 e n, 207  
 Doppler, Christian, 184-85  
 Drell, Sidney D., 47, 64  
 Dzevitiskii, Boris E., 187-88
- Einstein, Albert, 15, 28 n, 47, 59, 99-100, 112, 130, 187-89, 196-201, 205, 208  
 Enz, Charles P., 184 n  
 Epicuro, 24, 133  
 Eraclito, 14  
 Esenin, Sergej Aleksandrovič, xi  
 Euler (Eulero), Leonhard, 47, 57, 84, 118
- Federbush, Paul, 71  
 Ferbel, Tom, 104  
 Fermi, Enrico, 6, 15, 17-18, 44, 83, 88, 173, 176  
 Feynman, Richard, 4 n, 44, 46, 77-79, 82, 90, 100, 103-04, 105 n, 113, 117, 124, 126-27, 171  
 Ficino, Marsilio, 101  
 Fiorini, Ettore, 128  
 Fleischmann, Martin, 150-53, 154 e n, 155-59, 161-63, 165-66  
 Fontana, Flavio, 141 n  
 Fourier, Jean-Baptiste-Joseph, 51-54, 57, 168-69  
 Fowler, Ralph Howard, 147, 171  
 Francesco d'Assisi, 138  
 Freud, Sigmund, xiv, xvi  
 Friedman, Jerome, 71, 75  
 Fritzsche, Harald, 79  
 Fröhlich, Herbert, 177  
 Fubini, Sergio, 63, 132
- Galilei, Galileo, viii, 7, 12, 21, 33, 36, 57, 101 e n, 102  
 Gatto, Raoul, 13-14, 18-23, 25, 36-37, 39, 41-42, 93  
 Gauss, Karl Friedrich, 205  
 Geller, Uri, 144  
 Gell-Mann, Murray, 14, 25, 27-30, 36, 39, 41, 44-45, 47, 69, 72, 79, 88-89, 100  
 Gerlach, Walther, 198  
 Germer, Lester H., 198  
 Gigli-Berzolari, Alberto, 107  
 Gilbert, Walter, 209  
 Giotto, 21  
 Giuffrida, Matteo, 170  
 Glashow, Sheldon (Shelly), 46, 61, 73, 87-89, 95-96  
 Glauber, Roy, 61  
 Gleick, James, 105 n  
 Goldberger, Marvin (Murph), 47  
 Gordan, Paul, 19  
 Goudsmit, Samuel Abraham, 17  
 Grassi, Orazio, 101  
 Greenberg, Wally, 36, 45, 89  
 Gross, David, 62, 91  
 Guglielmo di Occam, 147 e n, 171
- Hahn, Otto, 159  
 Hahnemann, Samuel Friedrich Christian, 144  
 Hamilton, William Rowan, 114  
 Hegel, Georg Wilhelm Friedrich, 71  
 Heisenberg, Werner, 12, 25-26, 40, 55-59, 69, 74, 83, 117, 131, 141, 196, 198-99  
 Hepp, Karl, 171-73, 178, 181  
 Hertz, Heinrich, 99 n  
 Higgs, Peter, 202-04, 207-08  
 Hilbert, David, 38  
 Hofstadter, Robert, 64-65, 67-68, 70, 74  
 't Hooft, Gerardus, 91, 111  
 Hume, David, 11  
 Huygens, Christian, 113
- Ikegami, Masanori, 155  
 Iliopoulos, Jean, 73, 88, 96
- Jackiw, Roman, 62, 79-80  
 Jensen, Hans, 193  
 Jones, Steve, 153, 156  
 Jordan, Ernst P., 12, 83  
 Josephson, Brian David, 175  
 Joule, James Prescott, 175  
 Joyce, James, 30  
 Jung, Carl Gustav, xvi

- Kamerlingh Onnes, Heike, 175  
 Kapiča, Pëtr, 169  
 Kauzmann, Walter, 213  
 Kendall, Henry, 71, 75  
 Kroll, Norman, 47
- Lagrange, Giuseppe Luigi, 47, 114, 117  
 Lamb, Willis, jr, 185, 187  
 Landau, Lev, 169, 170 e n, 171  
 Langmuir, Irving, 157 n  
 Leibniz, Gottfried Wilhelm von, 52  
 Leonardo da Vinci, 13  
 Libertini, Giuseppe, 195 n  
 Lieb, Elliott, 171-73, 178, 181  
 Longhi, Giorgio, 23  
 Lorentz, Hendrik Antoon, 86  
 Low, Francis, 47
- Mach, Ernst, 133 e n, 135, 197  
 Maddox, John, 144  
 Maiani, Luciano, 23, 36-37, 39, 43, 46, 59, 73, 88, 96 e n, 124  
 Mandelstam, Stanley, 14  
 Marconi, Guglielmo, 39  
 Markov, Andrej Andreevič, 211 e n  
 Marshak, Bob, 46  
 Matynian, S. G., 122  
 Maupertuis, Pierre-Louis de, 114  
 Maxwell, James Clerk, x-xi, xiii, 39-40, 44, 59, 86, 131, 133  
 Mayer, Maria, 193  
 McKubre, Michael, 155, 157  
 Meissner, Fritz Walther, 175, 203  
 Mele, Renata, 170-71, 184 n  
 Mendeleeev, Dmitrij Ivanovič, 15, 82, 134, 168  
 Mengoli, Giuliano, 159  
 Mesa, Alicia de, 4  
 Mezzetti, Lucio, 8  
 Miles, Melvin, 157, 164 n  
 Mills, Robert, 122 e n, 123  
 Minkowski, Hermann, 86, 206  
 Molière, *pseudonimo di* Jean-Baptiste Poquelin, 92  
 Monod, Jacques, 212  
 Morpurgo, Giacomo, 34 e n, 62  
 Mössbauer, Rudolf, 135, 184-88, 191  
 Muggia, Alessandro, 173  
 Müller, Karl, 178
- Ne'eman, Yuval, 14, 25, 27-28, 30, 44, 88  
 Nernst, Walther Hermann, xi, xii, 196, 198, 200  
 Neumann, Johann von, 19  
 Newton, Isaac, 57, 202
- Nielsen, Hans, 122-23, 125, 204, 207  
 Ninomiya, 204, 207  
 Nussinov, Shummel, 59
- Occhialini, Giuseppe (Beppo), 128  
 Olesen, Peter, 122-23, 125  
 Olivetti, Adriano, 8  
 Ostwald, Wilhelm, 133, 197
- Pais, Abraham, 46, 63, 72-73  
 Panofsky, Erwin, 64  
 Panofsky, Wolfgang (Pief), 64  
 Pauli, Wolfgang, 12, 15, 18, 24, 36, 83, 88, 173, 195, 197  
 Pauling, Linus, 210, 214  
 Pedrini, Irene, 43, 46  
 Perl, Martin, 64  
 Pitagora, 53  
 Pizzella, Guido, 189, 191  
 Planck, Max, 15, 17, 40, 56, 58, 83 n, 114-15, 130, 187, 196-98, 200, 206-08  
 Platone, 6, 11  
 Podol'skij, Boris, 199  
 Poincaré, Henri, 33, 102  
 Politzer, David, 91  
 Pons, Stanley, 150-59, 161-63, 165-66  
 Popper, Karl, 103  
 Preparata, Franco, 6-9  
 Preparata, Guido, 61  
 Preparata, Vincenzo, 5  
 Pullia, Alberto, 128
- Randi, James, 144  
 Redondi, Pietro, 101 n  
 Regge, Tullio, 25, 92, 97-99, 108, 113  
 Reich, Wilhelm, xiv, xvi  
 Richter, Burton, 64, 96  
 Riemann, Bernhard, 112, 205, 208  
 Rockefeller, David, 73  
 Romagnoli, Ettore, 6  
 Rondinini, Sandra, 153  
 Röntgen, Wilhelm Conrad, 146-47  
 Rosati, professore, 10  
 Rosen, Nathan, 199  
 Rubbia, Carlo, 95, 151  
 Ruffini, Remo, 188  
 Rutherford, Ernest, 24, 65-68, 134-35, 193
- Saccone, Cecilia, 210-11  
 Sagredo, Giovan Francesco, 7  
 Salam, Abdus, 88-89, 95, 202-03  
 Salvini, Giorgio, 9  
 Samios, Nick, 29  
 Savvidy, G. K., 122-24

- Scalia, Vito, 107  
 Scaramuzzi, Francesco, 153  
 Schiff, Leonard, 123  
 Schiff, Michel, 145 n  
 Schopenhauer, Arthur, 97  
 Schrieffer, John R., 174, 176 e n, 177-78  
 Schrödinger, Erwin, 55, 196, 198-99, 209  
 Schwinger, Julian, 44, 46, 82, 87, 104, 155  
 Scorletti, Massimo, 128 n  
 Sermonti, Giuseppe, 215 n  
 Sinisgalli, Leonardo, 8  
 Sirlin, Alberto, 45, 60  
 Skorobogatov, German A., 187-88  
 Sommerfeld, Arnold, 17, 134-35, 142  
 Stern, Otto, 198  
 Strassman, Fritz, 159  
 Symanzik, Kurt, 60
- Taddei, Fabio, 165 n  
 Taylor, Dick, 64, 71, 75  
 Thomson, George P., 66-68, 193-94  
 Ting, Samuel, 96  
 Tomonaga, Sin-itiro, 44, 82  
 Trasatti, Sergio, 151, 154  
 Treiman, Sam, 47
- Uhlenbeck, George E., 17
- Van Hove, Leon, 95
- Veneziano, Gabriele, 23, 63, 82, 132  
 Verpelli, Marco, 128 n  
 Verrocchio, Andrea del, 13
- Waals, Johannes Diderik van der, 171, 182-83  
 Weber, Joe, 186, 188, 189 e n, 190, 191 e n, 192  
 Weierstrass, Karl, 6  
 Weinberg, Steven, 87-89, 95, 100, 202-03  
 Weisberger, Bill, 46-47, 59-60, 69, 80  
 Weisskopf, Victor, 99 n  
 Weitsch, Andreas, 104  
 Weyl, Hermann, 27, 83, 85-86  
 Wheeler, John Archibald, 100, 188, 199, 206-07  
 Wigner, Eugene Paul, 19  
 Wilczek, Frank, 91  
 Will, Fritz, 153-55  
 Wilson, Kenneth, 59, 71-72, 78, 125
- Xue, She-sheng, 204 e n, 207-08
- Yang, Chen Ning, 46, 122 e n, 123  
 Yukawa, Hideki, 193-94
- Zeeman, Pieter, 29  
 Zichichi, Antonino (Nino), 107-08, 151  
 Zuckerkandl, Emile, 210-11

## Saggi. Scienze

- Mario Ageno, *Le origini della irreversibilità*  
 Albert J. Ammerman e Luigi Cavalli-Sforza, *La transizione neolitica e la genetica di popolazioni in Europa*  
 Vladimir I. Arnol'd, Huygens & Barrow, Newton & Hooke  
 Vladimir I. Arnol'd, *Teoria delle catastrofi*  
 Isaac Asimov, *Il miracolo delle foglie: la fotosintesi*  
 Marcello Barbieri, *La teoria semantica dell'evoluzione*  
 Enrico Bellone, *I nomi del tempo*  
 La seconda Rivoluzione scientifica e il mito della freccia temporale  
 Enrico Bellone, *Saggio naturalistico sulla conoscenza*  
 Silvio Bergia, *Dal cosmo immutabile all'universo in evoluzione*  
 Mario Bertolotti, *Storia del laser*  
 Daniel Bovet, *Vittoria sui microbi*  
 Storia di una scoperta  
 Giuseppe Bruzzaniti, *Dal segno al nucleo*  
 Saggio sulle origini della fisica nucleare  
 Sergio Carrà, *La formazione delle strutture*  
 Jean-Pierre Changeux e Alain Connes, *Pensiero e materia*  
 Jeremy Chérfas, *Ingegneria genetica*  
 La scienza della vita artificiale  
 Marcello Cini, *Dialoghi di un cattivo maestro*  
 Robert Clarke, *Supercervelli*  
 Dai superdotati ai geni  
 John Leonard Cloudsley-Thompson, *La zanna e l'artiglio*  
 Strategie difensive nel mondo animale  
 Alain Connes, André Lichnerowicz e Marcel Paul Schützenberger, *Triangolo di pensieri*  
 Gilberto Corbellini (a cura di), *L'evoluzione del pensiero immunologico*

*Dai quark ai cristalli* è la storia di un viaggio che un uomo, un fisico, compie attraverso la realtà naturale, attraverso la materia, a beneficio dei «liberi cittadini della “repubblica delle lettere”», degli «amici e protettori della scienza», di coloro che sanno quanto a questa «siano debitori il progresso culturale e il benessere economico». Le idee della fisica teorica si svolgono davanti al lettore seguendo lo sviluppo storico che hanno avuto nella mente dell'autore, il quale nel corso di questo cammino si è sempre più spogliato della sua astrattezza e si è avvicinato alla vita concreta. Giuliano Preparata inizia il suo viaggio partendo dal mondo dell'ortodossia scientifica, di cui diventa rapidamente un riconosciuto rappresentante. Ma poi, animato dalla passione per la scoperta del vero, egli lascia i sentieri battuti e si inoltra con pochi compagni lungo piste nuove, al fondo delle quali ci aspetta la comprensione di affascinanti misteri: il mondo dei quark, la struttura dei liquidi, la fusione fredda, e, infine, la natura del vivente.

Giuliano Preparata (Padova 1942 - Frascati 2000), fisico teorico, dal 1986 ordinario di Teoria delle interazioni subnucleari all'Università di Milano, ha rivolto i suoi studi a diversi campi della ricerca scientifica. Oltre a numerosissimi articoli, nel 1995 ha pubblicato presso la casa editrice World Scientific *QED Coherence in Matter*. Una raccolta di sue «lezioni popolari» è stata di recente edita con il titolo *L'architettura dell'Universo* (Bibliopolis, 2001).

