

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PAVIA

---

**SCIENTIFICA ACTA**  
**QUADERNI DEL DOTTORATO**

VOLUME VIII

ANNO VIII

NUMERO 2

15 APRILE 1993



**ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE**

---

CENTRO STAMPA - DIPARTIMENTI FISICI  
via Bassi, 6 27100 Pavia

## INDICE

- 1 - L'UNITA' DELLA SCIENZA. IL CASO DELLA FISICA,  
OGGI - G. Salvini pag. 1
- 2 - LA RICERCA DEL QUARK TOP: STATO ATTUALE E  
PROSPETTIVE FUTURE - E. Pennacchio pag. 37
- 3 - MODELLO A TETRAEDRI PER LA FUNZIONE DIELET-  
TRICA DI SOLIDI AMORFI - A. Sassella pag. 73
- 4 - INTRODUZIONE ALLE RETI NEURALI - C. Macchiavello pag. 93

Giorgio Salvini

Dipartimento di Fisica  
Università di Roma

Accademia Nazionale dei Lincei

**L'UNITA' DELLA SCIENZA  
IL CASO DELLA FISICA, OGGI**

Seminario tenuto il 24 marzo 1992

## Introduzione

1. - Il dottorato di ricerca è una istituzione viva solo in un Paese dove la ricerca scientifica sia intensa e viva. Questa vitalità è essenziale per noi, per un felice ingresso in Europa nei prossimi anni, con titoli e preparazione scientifica che tengano il confronto con i migliori Paesi della Comunità Europea.

C'è ancora molto da fare, e si può molto sperare, poiché non siamo forse lontani dal raggiungere questi obiettivi.

Io non discuterò di questi problemi del dottorato oggi. Voglio solo ricordare che siamo da anni in attesa della legge sul dottorato, approvata da una camera un anno fa e non dall'altra, con incertezze ancora non di poco conto su quello che un dottorando può o deve fare. Siamo in una fascia di età, tra i ventiquattro e i ventotto anni, quindi in un periodo fondamentale della vita di un uomo. Occorrerà ripartire per una legge definitiva appena avremo un nuovo governo, e dovremo essere precisi energici concordi nel chiedere.

Adesso parlerò di cose ovvie, forse, ma che è importante ogni tanto riconsiderare. Assistiamo tutti a una continua specializzazione e separazione nel campo della fisica, dallo stato solido, alla ricerca sperimentale sulle particelle elementari, alla teoria astratta dei campi. Forse vale la pena di ricordare qualche concetto e qualche attività che è comune o necessaria a tutti i campi avanzati della fisica.

Ho scelto quindi due settori specifici ancora tradizionalmente troppo lontani: la fisica delle particelle elementari e la fisica degli stati aggregati (stato solido).

Noi faremo un breve rendiconto separato in questi due campi, e metteremo quindi a confronto alcune idee guida emerse in questi ultimi anni. Infatti questa analisi ci porta anche a un altro aspetto dell'unità della fisica, anzi della scienza: i recenti progressi del confronto in atto tra le tesi "riduzioniste" e la fisica della complessità, e la collaborazione emergente tra la fisica elementare e la fisica degli stati aggregati.

Questo emergere di idee nuove da una piattaforma, quale è quella conquistata negli ultimi venti anni, di teorie coerenti ben costruite e ricche di verifiche sperimentali, rende ancora più viva la responsabilità dei fisici di far sapere il recente progresso della loro scienza: è il problema e dovere di estendere le nuove visioni del nostro mondo fisico anche ai non addetti alla ricerca. Ed a questo si aggiunge il dovere per gli specialisti di un settore della fisica di conoscere almeno nelle linee essenziali quello che si fa negli altri campi.

2. - Tutti gli uomini guardano e vedono. Tocca ai fisici guardare e vedere con occhi o strumenti sempre più raffinati. E poi interpretare e

fare modelli per spiegare i fenomeni, capire. In questa mia relazione prenderò a filo conduttore il nostro successivo procedere nel vedere e nel capire, per indicare alcune linee fondamentali del nostro recente progresso nelle conoscenze fisiche.

Nella Tavola I ho indicato alcuni passi del nostro procedere. Noi vediamo un oggetto nella vita quotidiana, ad esempio una matita. Perché la vediamo? È ovvio (v. fig. a di Tavola I): c'è un fascio di luce (il Sole) che illumina, colpisce l'oggetto (la matita), e c'è un rivelatore, il nostro occhio, che riceve la luce diffusa. Poi c'è una centrale dietro, ancora un po' misteriosa, che la ricostruisce. Così noi riconosciamo la matita.

Ma attenzione, non sempre occorre illuminare l'oggetto. Nel camino brucia la legna: vedo la legna (oggetto), c'è l'occhio (il rivelatore). Non c'è un fascio che bombarda: è un processo spontaneo di emissione (v. fig. b di Tavola I).

Ebbene, noi abbiamo così fissato i pezzi del nostro gioco: fascio (se c'è); oggetto; rivelatori. Questo è il procedere della fisica dalle prime osservazioni degli Egizi ad oggi. Vediamone alcune tappe.

In Tavola I, c) è rappresentata la scoperta del nucleo atomico: il fascio è fatto di particelle  $\alpha$  (nuclei di Elio) emessi da sostanze radioattive. L'oggetto è un atomo pesante (p. es. un foglio d'oro); il rivelatore è una sostanza che fluoresce (p. es. solfuro di zinco) quando è colpita dalle particelle  $\alpha$  di rimbalzo. È la scoperta fondamentale della scuola di Rutherford, che permise di capire che l'atomo ha un nucleo duro centrale (Esperienza di Geiger e Marsden, 1912-13).

In Tavola I d) ricordo la radioattività naturale con emissione di particelle  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  (processi spontanei senza fascio eccitante). Si apre con essa il nostro secolo. Studiandola si è capita la natura del nucleo atomico. L'oggetto da guardare è il nucleo, e i rivelatori misurano i suoi modi di decadimento: si scoprirà per questa via che nel nucleo il neutrone si trasforma in un protone:  $n \rightarrow p + e + \nu$ , si arriverà a postulare il neutrino, e si aprirà (Fermi, 1933) la via alle forze deboli<sup>(1)</sup>. I rivelatori sono differenziati e capaci di vedere e distinguere gli elettroni (le particelle  $\beta$ ), le particelle  $\alpha$ , i raggi gamma.

In Tavola I, e) ho ricordato la scoperta delle strutture ultime della materia, i quark. È la famosa esperienza dell'acceleratore di Stanford (1969) premiata nel 1990 con il premio Nobel. L'esperienza è degli anni 1968 e seguenti; i premiati sono: Jerome I. Friedman; Henry W. Kendall; Richard Taylor.

Questi autori bombardarono protoni e neutroni con fasci di elettroni da 15-20 GeV di energia, e osservarono gli elettroni di



rimbalzo, dopo l'urto contro i grani elementari, durissimi, del protone e del neutrone. Questi grani sono i quark, i costituenti del protone e del neutrone.

Ed eccoci ai decadimenti delle particelle instabili. Ad esempio il decadimento del mesone  $\pi$  (pi-greco, pione) in  $\mu + \nu$  (leptone mu più neutrino), o del bosone  $Z^0$  in due elettroni (v. Tavola I, f):

$$Z^0 \rightarrow e^+ + e^- \quad (1983)(2)$$

Occorrono al solito i fasci per produrle, e poi i rivelatori R per osservare il decadimento dello  $Z^0$ .

Ebbene, è quasi sempre la stessa storia, con mezzi più potenti: ma gli ultimi due atti di "vedere" che ho detto (Tav. I, e), f)) sono due punti di riferimento importanti per illustrare la fisica di oggi. Segnano, in prima approssimazione, il punto di arrivo attuale.

Questo è l'aspetto sperimentale della nostra storia, il nostro "vedere", che ha a base le macchine per fare i fasci di particelle bombardanti (elettrosincrotroni, acceleratori lineari, protosincrotroni, anelli) ed i rivelatori più sofisticati, sviluppati negli anni 1950-90.

Ma sappiamo che noi possiamo fare molto di più. Infatti con i fasci e con l'urto, creiamo anche nuove particelle, cioè nuova materia. Se l'energia è sufficiente, la relazione einsteniana  $E = mc^2$  si applica in pieno: si può creare qualunque particella. Ad esempio, nell'urto di due fotoni o di due elettroni sufficientemente energici, possono crearsi particelle leggere e pesanti. Esse vengono allo stato reale dal vuoto stesso (ma cos'è il vuoto?) purché in esso si stivi sufficiente energia<sup>(3)</sup>.

Ma c'è una regola sinora inviolata in questa creazione: che si crei insieme ad essa l'antiparticella corrispondente: insieme all'elettrone il positrone; insieme al protone l'antiprotone. Ecco due esempi di creazione:

dall'urto protone-antiprotone:  $p + \bar{p} \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^- + p + \bar{p} + \dots$   
 da LEP:  $e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}; \mu^+ + \mu^-;$

Insieme alla ricerca sperimentale, passo per passo, ed a volte anticipandola e guidandola, procede da sempre l'integrazione logica, matematica, dei fatti e la creazione di modelli teorici. Ma questo è ben noto. Ed è una lunga serie di confronti e deduzioni iniziata diciamo dalle esperienze di Rutherford e dalla radioattività, che ha portato a un quadro della materia che darò in sintesi nelle Tavole II-V.

## 1 - La materia elementare -

In Tavola II ho solo indicato le frontiere attuali della fisica: le frontiere del nostro "vedere".

In Tavola III ho dato la scala delle dimensioni degli oggetti della microfisica.

Nelle Tavole IV e V ho rappresentato la simmetria tra materia e antimateria in laboratorio. Nel laboratorio, non nel nostro Universo. Infatti non abbiamo difficoltà nel concepire una "creazione" di particelle dal vuoto, se si dispone di sufficiente energia. Ma noi non conosciamo un meccanismo che crei un solo tipo di materia, come è nel nostro Universo.

Nella Tavola VI è il quadro dei quark e dei leptoni oggi stabiliti. A destra si indicano i quanti portatori delle forze. I simboli ricordano scherzosamente l'antica alchimia.

In Tavola VII sono indicate le forze a noi oggi note. Su quella parola Higgs torneremo tra poco.

Torniamo alla Tavola III, guardiamo un protone o un neutrone. Sì, è composto: i nostri padri pensavano che i protoni fossero semplici, elementari. Oggi sappiamo che sono composti, sono fatti di quark. Lo sappiamo con certezza dal 1960-70: solo i più giovani sono nati "sapendolo". Il protone è fatto di tre quark, due quark up, un quark down. Il neutrone di tre quark anch'esso, due down, uno up. Il quark up ha una carica  $2/3 e$ ; il down ha carica  $- 1/3 e$  (3,4). Ad esempio il protone ha carica  $1e = 2/3 e + 2/3 e - 1/3 e$ .

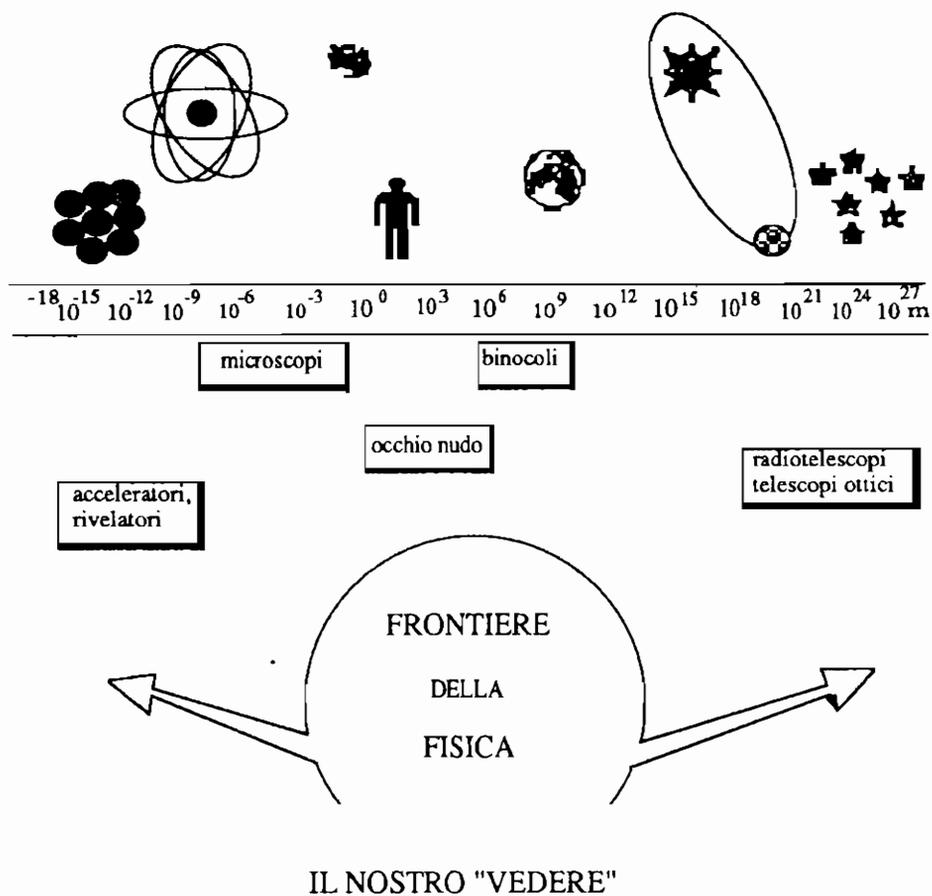
Ma si deve dire che il modello a quark ha sotto vari riguardi preceduto l'esperienza. Esso fu proposto nel 1964 da Gell-Mann e Zweig<sup>(5)</sup> per descrivere il grande numero di particelle fortemente interagenti (adroni) prodotte negli acceleratori. La proposta originale prevedeva tre quarks di spin  $1/2$  e numero barionico  $1/3$ . Uno era il quark  $u$ , di carica elettrica  $2/3$  (in unità della carica del protone) e gli altri due,  $d$ ,  $s$ , di carica  $- 1/3$ . Questi quark, con i loro antiquark  $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$  erano sufficienti a descrivere tutti i barioni e i mesoni noti, come si vede in Tavola VI.

Inattesi inspiegabili risultati sperimentali portarono Glashow, Iliopoulos e Maiani<sup>(6)</sup> a postulare un quarto quark di carica  $+ 2/3$ , il quark  $c$ . Quasi contemporaneamente la scoperta di un nuovo leptone (il  $\tau = \text{tau}$ ) portò, per simmetria tra il mondo adronico e quello leptonic, a postulare l'esistenza di una nuova coppia di quark.

La dimostrazione sperimentale dell'esistenza di un quinto quark, il quark  $b$ , si ebbe nel 1977 al Fermilab, con la scoperta di un nuovo



## TAVOLA II



L'estensione spaziale del nostro mondo fisico: dalle dimensioni di un quark ( $<10^{15}$  metri) alle dimensioni dell'Universo ( $>10^{26}$  metri).

TAVOLA III

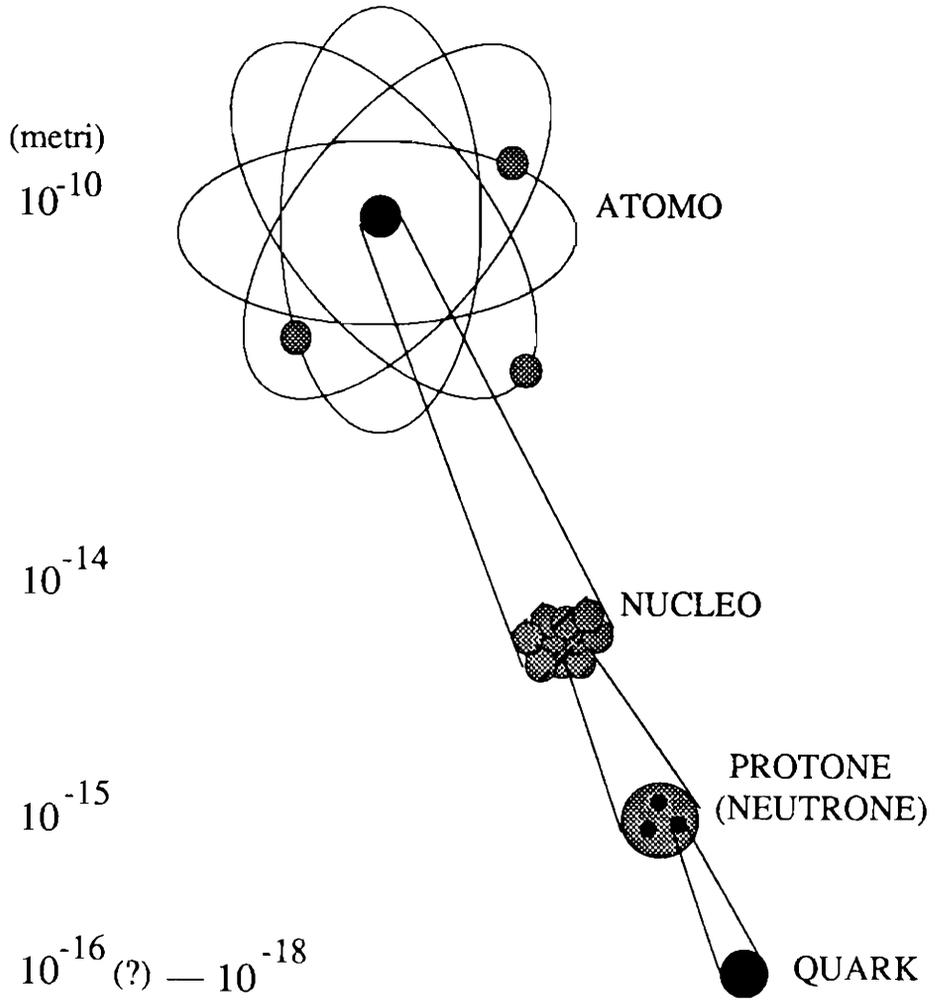
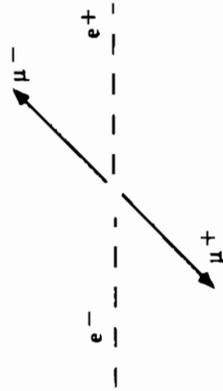


TAVOLA IV

MATERIA		ANTIMATERIA	
Quark	Leptoni	Antiquark	Antileptoni
$2/3$ u	e	$-2/3$ $\bar{u}$	$\bar{e}$
$-1/3$ d	$\nu_e$	$1/3$ $\bar{d}$	$\bar{\nu}_e$
$2/3$ c	$\mu$	$-2/3$ $\bar{c}$	$\bar{\mu}$
$-1/3$ s	$\nu_\mu$	$1/3$ $\bar{s}$	$\bar{\nu}_\mu$
$2/3$ t	$\tau$	$-2/3$ $\bar{t}$	$\bar{\tau}$
$-1/3$ b	$\nu_\tau$	$1/3$ $\bar{b}$	$\bar{\nu}_\tau$

$$e^+ e^- \rightarrow p + \bar{p}$$

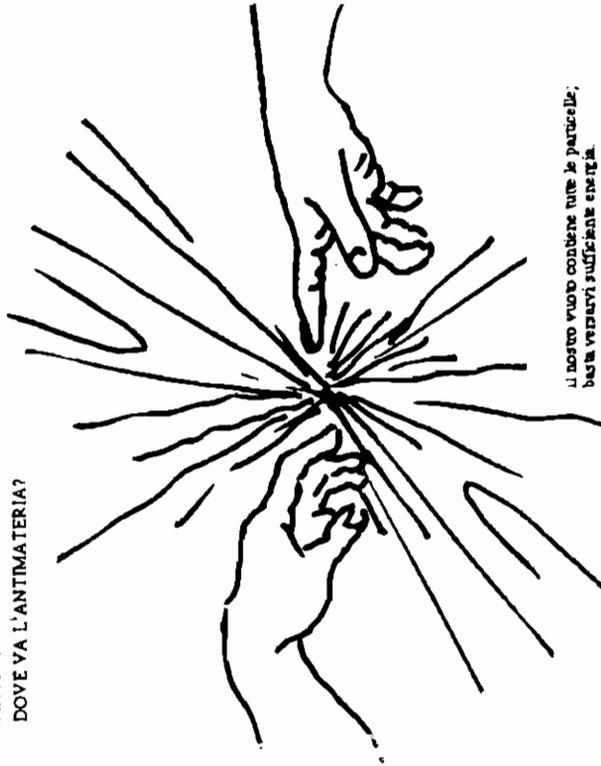


$$E = mc^2$$

Nell'urto si crea una massa  $M = \frac{E}{c^2}$ . Si creano sempre, insieme, materia e antimateria per es.  $e^-$  con  $e^+$ ,  $p$  con  $\bar{p}$ .

TAVOLA V

MATERIA-ANTIMATERIA  
DOVE VA L'ANTIMATERIA?



IL NOSTRO VUOTO CONTIENE TUTTE LE PARTICELLE,  
BASTA VERBAVI SUFFICIENTE ENERGIA.

mesone neutro  $\Upsilon$  (upsilon), con una massa di 9.46 GeV, e proprietà coincidenti con quelle attese per una nuova coppia di quark. Si arrivò così a identificare il quark b, di carica  $-1/3 e$ <sup>(7)</sup>.

La teoria attuale ci impone l'esistenza di un sesto quark (non ancora trovato, il quark t). Esso ci assicura che la somma di tutte le cariche elettriche fermioniche è pari a zero (si moltiplica per tre ogni carica dei quark per prendere in considerazione i tre stati di colore; una condizione essenziale anche per la rinormalizzazione della teoria debole).

Ebbene, le ricerche sperimentali con anelli  $e^+e^-$  e  $p\bar{p}$ , al CERN e in USA, non hanno fornito sinora nessuna prova per la produzione o il decadimento del quark top (cfr. Tavola VI, VIII). La sua massa è presumibilmente maggiore di 100 GeV. È un problema aperto. Forse ci arriverà l'anello protone antiprotone da 1000+1000 GeV, se la massa non è maggiore di 200 GeV. L'ambiente a Chicago è in fermento. Chi vi parla pensa che prima o poi lo si troverà. La dimostrata non esistenza del top scuoterebbe alla base le nostre attuali convinzioni<sup>(4)(8)</sup>.

### 1.1 - Quel che ci manca ancora

Ma parliamo di quel che ci manca ancora e che sarebbe da attendersi sulla base di idee generali e nuove che intervengono in campi diversi della fisica, forse di tutta la scienza (intendo come vedremo la rottura di simmetria). Una cosa dunque che ci manca, che forse non troveremo prima di altri sei o dieci anni, è una particella misteriosa, la particella di Higgs. La si cerca dappertutto, molti fisici - non io - giurano che deve esistere. Questa particella è importante, perché la nostra teoria ci permette di spiegare il fatto che le particelle esistenti hanno massa (tutte hanno una massa, peso diverso da zero, meno il fotone e forse il neutrino) solo se ammettiamo che esista quella particella misteriosa di Higgs, che tutti cerchiamo<sup>(4)</sup>.

Questa storia dell'Higgs è una delle più arcane e misteriose della fisica d'oggi. Provo a dire il perché a due livelli.

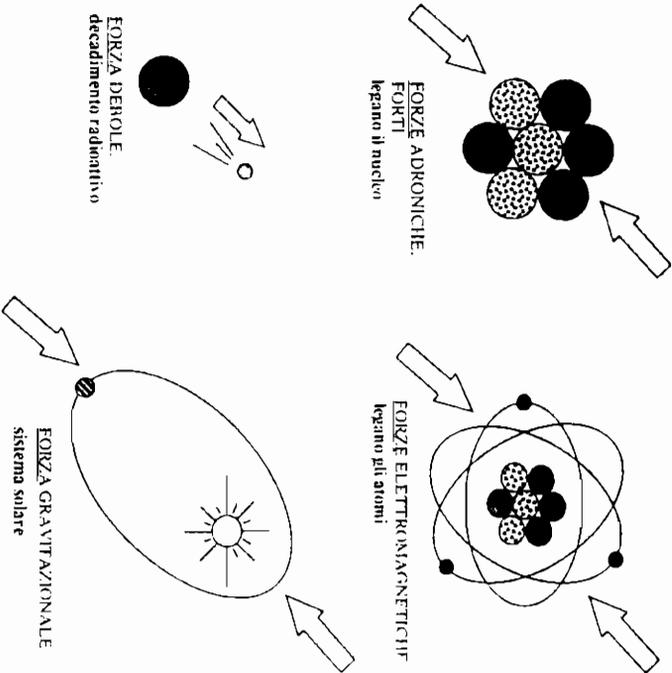
Nel modello standard, chiuso in un suo armadio, ha un posto tutto particolare il bosone di Higgs non ancora osservato, ma forse esistente. Ho detto chiuso in un armadio perché come sia fatto, con quale massa, con quali compagni esso stia, non si sa. Una cosa è certa: dentro l'armadio c'è qualcosa di diverso, l'armadio non è vuoto. L'Higgs è l'oggetto in esso nascosto più probabile. Questo H è diverso dagli altri bosoni,  $\gamma$ , W, Z, gluoni: è privo di spin (spin zero) e non è propriamente il quanto di un campo di forze, come gli altri. È piuttosto il quanto di un campo scalare necessario e richiesto per spiegare le masse

TAVOLA VI

I costituenti base della materia		I portatori delle forze	
	quark	leptoni	
Nella materia attuale	 u (up)	 elettrone	forza  fotoni
	 d (down)	 neutrino tipo elettrone	
Nella materia dalle macchine ad alta energia	 c (charm)	 muone	elettro-  bosoni W  debole  bosoni Z
	 s (strange)	 neutrino tipo muone	
e dal raggi cosmici	 t (top)	 tau	forza adronica, forte  gluoni
	 b (bottom)	 neutrino tipo tau	

HIGGS

TAVOLA VII



Campo scalare: HIGGS?

TAVOLA VIII

Quark c (previsione)	(Glashow, Iliopoulos, Maiani (1970))
Quark c: scoperta 1974 (J.P. 3.1 GeV) Brookhaven, SLAC, Frascati (1974)	
Quark b, $-\frac{1}{3}e$	( $\approx 9.46$ GeV) Fermilab, 1977
Quark t "necessario" $\frac{2}{3}e$	UAI, UA2, CDF, LEP Fut., CDF Fut.
limiti di massa:	<60 <75 <90 <100 ? (GeV)
Un contributo italiano grandissimo, dalla comunità internazionale riconosciuto:	
Fisici teorici: in Italia, al CERN, in USA, in Europa	
Fisici sperimentali in Italia, al CERN, in USA (Rivelatori: acceleratori, esperienze originali).	

delle particelle [vedi 1.2 (\*1)] e per spiegare il meccanismo dell'unificazione tra forze elettromagnetiche e deboli [vedi 1.2 (\*2)]. Se non si ammette questo campo scalare di Higgs, tutta la teoria oggi corrente va in grave crisi.

Questa particella non è ancora stata rivelata sperimentalmente e resta in un limbo di grandi incertezze [vedi 1.2 (\*3)]. Da molti è considerata una nota stonata nel modello standard, un indizio della sua incompletezza<sup>(9)</sup>. Quando verrà trovata, un sospiro di sollievo traverserà come un vento allegro tutto il nostro pianeta [vedi 1.2 (\*4)].

Adesso faccio una digressione di otto minuti per spiegare i quattro asterischi.

## 1.2 - Una digressione tecnica

[\*1] Le due parti del Modello Standard, Quantocromodinamica e Teoria elettrodebole sono caratterizzate dal fatto che la loro struttura è in buona parte fissata da un principio di simmetria (teorie di gauge<sup>(+)</sup>, invarianza di gauge)<sup>(9)</sup>. Questa simmetria o invarianza è quasi imposta dalla relatività ed ha un significato fisico profondo: essa comporta l'esistenza nella teoria di correnti e cariche elettriche conservate come costanti del moto. Un risultato nel caso dell'elettrodinamica in accordo con l'esperienza. Ma per spiegare le forze deboli occorre però una teoria che anche spieghi che le particelle bosoniche W, Z hanno una massa (energia da ferme). Questo è un fatto enorme e fondamentale.

Un primo passo per arrivare a tanto è ammettere dunque che la teoria finale deve essere una teoria locale di gauge. Questo si esprime dicendo che le equazioni del campo considerato per descrivere le interazioni devono essere invarianti rispetto a qualunque rotazione di fase<sup>(9,10)</sup>:

$$a) \quad \psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\theta} \psi(x).$$

Ma si può fare una richiesta più severa:  $\theta$  non è una rotazione uguale in ogni luogo e in ogni tempo, ma dipende dal luogo.

$$\theta = \theta(x) \text{ locale}$$

Quindi:

---

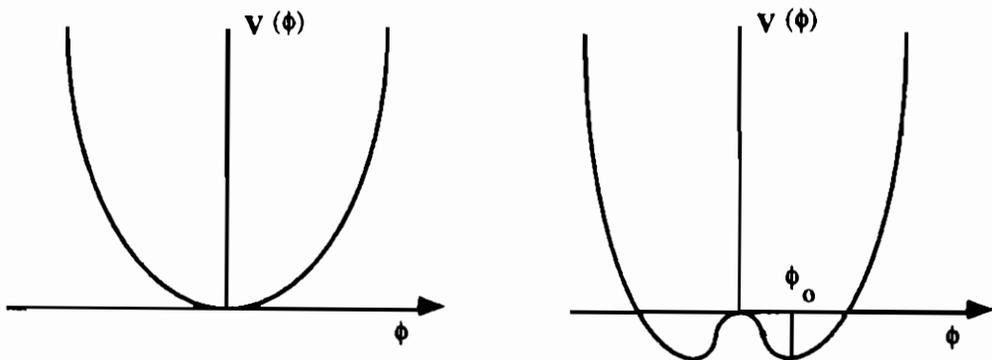
(+) Una traduzione possibile è invarianza di ricalibratura.

b)  $\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\theta(x)} \psi(x).$

La b) è una richiesta fortissima e fisicamente giustificata; essa è alla base delle nostre speculazioni.

Una seconda condizione per la validità della teoria è che essa deve essere rinormalizzabile, cioè tra l'altro i suoi risultati devono essere finiti ad ogni stadio dello sviluppo perturbativo. Essi devono dipendere in modo finito dalle fluttuazioni. Se si devono introdurre tagli di energia, i risultati debbono essere attendibili e dipendere in modo controllato dal taglio scelto. Una teoria non rinormalizzabile non permette in molti casi calcoli precisi e non vale nulla.

Ma non siamo ancora arrivati ad una teoria che ammetta bosoni con massa, come W, Z. Per arrivare a una teoria di gauge che ammetta le masse dei bosoni, si debbono ampliare i nostri concetti di simmetria. Infatti il concetto di simmetria di un sistema si può mantenere anche di fronte a situazioni fisiche naturalmente non simmetriche al loro livello fondamentale (rottura spontanea di simmetria). In altri termini è possibile dare una lagrangiana che è esattamente invariante sotto una simmetria, mentre il suo stato minimo di equilibrio (vacuum state) non mostra questa simmetria<sup>(3)(9)</sup>.



Il più semplice esempio in fisica elementare è quello di un campo scalare reale (self interacting)  $\phi$ , la cui lagrangiana sia

$$L = 1/2 (\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi); V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4$$

con  $\lambda > 0$  (altrimenti  $V(\infty) \rightarrow -\infty$ , ed il potenziale non ha un minimo). Lo stato fondamentale corrisponde alla classica configurazione di campo  $\phi = \phi_0$ , ove  $V(\phi_0)$  deve essere un minimo:



$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = (2\mu^2 + 4\lambda\phi^2)\phi; \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \phi_0 = 0 \\ \phi_0^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \end{array} \right\}$$

Se  $\mu^2 < 0$ , due nuove soluzioni stabili appaiono, a  $\phi_0 = \pm \sqrt{-\mu^2/2\lambda}$ . Chiaramente il nuovo stato fondamentale non è un autostato di questa operazione di simmetria. La simmetria è spontaneamente rotta. Ebbene, si dimostra che con questa rottura di simmetria la particella di spin -0 del campo scalare acquista una massa. Infatti si può definire un nuovo campo  $\phi'$  dato da:

$$\phi = \phi' + \phi_0.$$

Il termine di potenziale della lagrangiana, espresso in termini di  $\phi'$ , contiene per  $\phi'$  un termine di massa e si arriva a una lagrangiana di un campo a spin zero, con una massa pari a  $\sqrt{-4\mu^2}$ . La particella di spin zero ha acquistato una massa<sup>(9)</sup>.

Ma adesso un passo in più: si è scoperto (~1965) che quando una simmetria locale di gauge è rotta spontaneamente, i suoi gradi di libertà contribuiscono alla massa dei bosoni vettoriali. Questo meccanismo è noto come il meccanismo di Higgs<sup>(3)(9)</sup>.

Il meccanismo è complicato, ma provo a ricordarlo così:

Si parte da un campo scalare complesso  $\phi$  e si richiede al solito che la lagrangiana resti invariante nella trasformazione  $\phi(x) \rightarrow \phi(x) \exp[i\theta(x)]$ . Per ottenere questo si deve rimpiazzare la derivata con la derivata covariante  $D_\mu = \partial_\mu - igB_\mu$  e l'invarianza è ottenuta per le trasformazioni

$$\phi \rightarrow \exp[i\theta(x)]\phi; B_\mu \rightarrow B_\mu + \frac{1}{g} \partial_\mu \theta(x).$$

Si noti che abbiamo dovuto introdurre un campo vettoriale  $B_\mu$ . All'inizio questo campo  $B$  è senza massa; dopo la rottura di simmetria (lo sto dicendo, non lo sto dimostrando<sup>(9)(11)</sup>) il campo vettoriale nella lagrangiana genera dei termini di massa e precisamente tre bosoni di

gauge dotati di massa  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ , ed un campo  $A_\mu$  che non ha termini di massa: è il campo elettromagnetico.

Ecco i bosoni, dunque, della teoria elettrodebole, ma attenzione: per arrivare a questo abbiamo dovuto ammettere un nuovo campo, il campo scalare  $\phi$ , introducendo una nuova particella massiva, il bosone scalare di Higgs.

[\*2] La rottura di simmetria e l'ammissione di un campo nuovo (il campo di Higgs) è stata la chiave di volta per stabilire la teoria elettrodebole. Era chiaro che il campo debole abbisognava di due quanti, uno carico ( $W^\pm$ ) ed uno neutro ( $Z^0$ ), dotati di altissima massa. I loro valori erano indicati dalle conoscenze sperimentali della costante elettromagnetica,  $\alpha$ , e della costante di Fermi,  $G_F$ . L'ammissione di un campo scalare di Higgs ha portato ad anticipare con grande precisione le masse dei bosoni  $\gamma$ ,  $W$ ,  $Z$ , puntualmente ritrovati dall'esperienza dove la teoria prevedeva:

$$\begin{aligned}\gamma &= 0 \text{ GeV} \\ W^\pm &= 80.5 \pm 0.5 \text{ GeV} \\ Z^0 &= 91.15 \pm 0.03 \text{ GeV}.\end{aligned}$$

Io tengo molto a questa digressione, perché il meccanismo di Higgs qui detto in due parole è in realtà una lunga marcia (1955-1970) che ci ha portato a un quadro coerente attraverso il rigore matematico. Mai forse in questo secolo il rigore e la capacità di sintesi (dalla teoria dei gruppi all'algebra) si sono altrettanto alleate alla coerenza dei fatti fisici: l'invarianza locale di gauge è una esigenza fisica diretta, ma contiene una profonda coerenza matematica.

Questa esigenza di un campo scalare per spiegare le masse è un esempio molto significativo dell'unità della scienza fisica. Infatti essa è presente in altri campi della fisica, ad esempio quello dei superconduttori.

[\*3] Argomenti pur vaghi di osservabilità sperimentale e di correzioni radiative portano a prevedere

$$200 < m_H < 1200 \text{ GeV}.$$

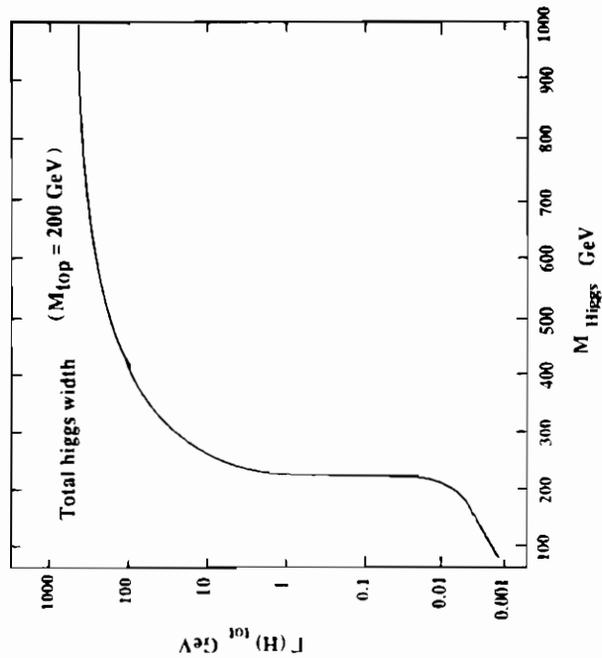
Ma è da dire che - pur ammettendo che l'armadio prima detto non è vuoto - ugualmente la soluzione con una sola particella di Higgs non è

TAVOLA IX

Larghezza totale dell'Higgs per grandi valori di massa:

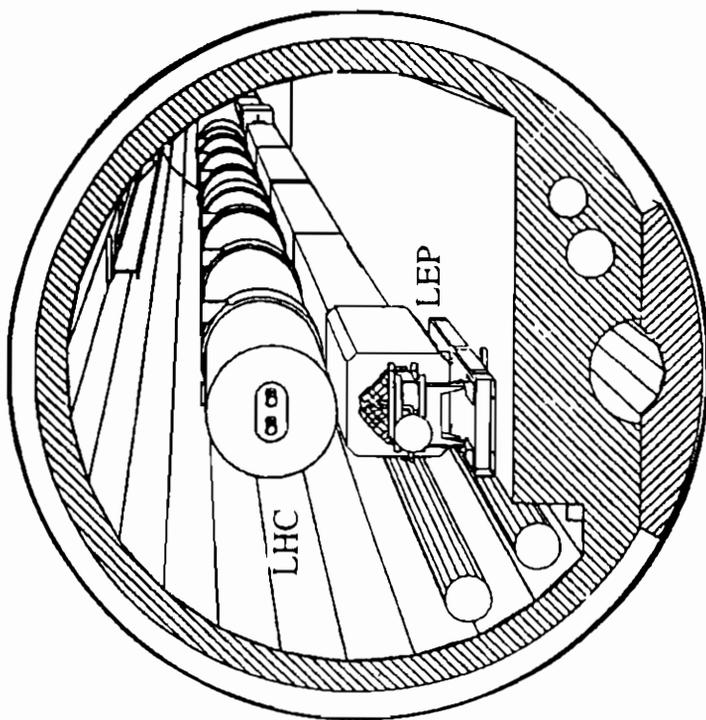
$$G_H \sim \frac{1}{2} m_H^3 (\Gamma_H \cdot m_H \text{ in TeV})$$

(Oltre i 600 GeV la massa dell'Higgs diviene difficilmente identificabile)



Larghezza totale dell'incertezza di massa della particella Higgs. in funzione della sua massa

TAVOLA X



LARGE HADRON COLLIDER  
IN THE LEP TUNNEL

l'unica, è solo la più semplice. Ecco quindi il nostro limbo di incertezze sulla natura e sulla massa dell'Higgs (v. Tavola IX).

[\*4] Lo sforzo attualmente è enorme (~15.000 miliardi di lire, tremila lire a testa, per abitante del pianeta, in dieci anni, 1992-2002. L'impresa ci impegnerà per almeno 15 anni. Si tratta di due macchine da 8 TeV per fascio (Europa, CERN), o da 20 TeV per fascio (Stati Uniti), di protoni contro protoni. Questa energia è necessaria per creare con probabilità sufficiente (100 eventi all'anno) le particelle Higgs: infatti la sezione d'urto è dell'ordine  $10^{-38}$ - $10^{-40}$  cm<sup>2</sup> e la luminosità delle macchine sarà pari a  $10^{34}$ - $10^{33}$  cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>. La macchina LHC (CERN)<sup>(13)</sup> avrà probabilmente una luminosità maggiore di quella di SSC, americana<sup>(14)</sup>.

In Tavola X abbiamo presentato una prospettiva della macchina LHC, sovrapposta a LEP.

Fine degli "otto minuti" di permesso. Troppo brevi, lo so.

### 1.3 - Problemi aperti

A questo punto abbiamo una splendida teoria (lo Standard Model) col suo armadio chiuso. Molti fisici non sono ancora soddisfatti, soprattutto perché troppi problemi restano ancora insoluti. Vediamone qualcuno.

La parte più sostanziosa dell'insoddisfazione è nel fatto che molti strati della realtà fisica sono ancora da scoprire; top, Higgs. Ma il più grave indizio sulla incompletezza del modello standard è dato dal fatto che esso non comprende una teoria accettabile della gravitazione. Anzi, accanto alle forze e.m., deboli, nucleari, la forza gravitazionale non si ritrova: non se ne parla affatto.

Il fatto che la teoria di Einstein non è rinormalizzabile, significa che essa è inconsistente a livello quantistico. Questo è un caso grave, non secondario: infatti l'importanza delle interazioni gravitazionali cresce al diminuire della scala delle distanze. Per effetto del principio di indeterminazione l'energia delle fluttuazioni quantistiche, quindi la loro massa, aumenta al diminuire delle dimensioni. Gli effetti delle interazioni gravitazionali nelle fluttuazioni quantistiche divengono predominanti su quelli delle altre interazioni per dimensioni minori di  $\sim 10^{-23}$  cm. Una teoria della materia che non risolva il problema della gravitazione quantistica non può essere considerata completa<sup>(9)</sup>.

Un altro modo di intuire questa preponderanza delle forze gravitazionali a piccole distanze è nel collasso gravitazionale. Il campo gravitazionale è assolutamente attrattivo, e dal collasso (senza fine) di due particelle qualunque si irraggia una grande quantità di energia.

Un altro indizio di insoddisfazione riguarda il fatto che le tre simmetrie del modello standard, di cui una genera i campi gluonici neutri le altre danno luogo alle interazioni deboli ed e.m., non sono tra loro fuse in una simmetria unica: la loro unificazione è dovuta solo alla presenza di un (misterioso) campo di Higgs.

Dal punto di vista teorico sono allo studio diverse possibilità. Una è quella delle cosiddette teorie supersimmetriche. Queste supersimmetrie permettono di creare stretti legami tra campi di spin diverso, bosoni e fermioni. Una teoria - di gauge - supersimmetrica potrebbe allo stesso tempo spiegare i campi di forza (i bosoni), i fermioni e le particelle di Higgs. Non esistono però sinora sintomi sperimentali di esistenza delle nuove particelle previste dalla teoria supersimmetrica<sup>(4)</sup>.

Altro modo di sintesi è la cosiddetta grande unificazione, che potrebbe unificare in una simmetria più ampia le tre simmetrie base del modello standard. Le previsioni sembrano attualmente in contrasto con l'esperienza. Ma recenti misure a Delphi (U. Amaldi) fanno intravedere la possibilità di una "unificazione delle costanti". Queste virgolette significano che le "costanti"  $\alpha$ ,  $\alpha_s$ ,  $G_f$  delle interazioni elettromagnetiche, forti, deboli variano in realtà il loro valore e si avvicinano tra loro a grandissime ( $\sim 10^{15}$  GeV) energie. Questa unificazione rigorosa sembra impossibile nel quadro della grande unificazione se ci si limita alle particelle del modello standard. Essa diviene piuttosto chiara se si accetta il modello supersimmetrico. Siamo portati quindi a desiderare nuove costose macchine, sulla base di indicazioni ancora incerte, ma certo affascinanti.

Per quanto riguarda la gravità, si cerca di ricorrere alle teorie di stringa e di superstringa. Questi sono per il momento solo schemi non univoci, che aspettano un qualche cenno di benedizione dai fatti sperimentali<sup>(15)</sup>.

#### 1.4 - Dissimmetrie

Non è pittoresco, ma vero, che ogni nostra simmetria nelle leggi e nella realtà fisica rivela a una attenta indagine una dissimmetria sottile: come una crepa nel lucido levigato salone delle belle grotte della nostra conoscenza: quando poi studi la crepa vedi che essa è facilmente interpretabile, o che è il primo segno di una variazione profonda della nostra visione fisica, che può portarci (non lo sappiamo) a una nuova più ampia simmetria o legge universale. Di questo tipo è qualche differenza o dissimmetria nel comportamento dell'antimateria e della materia. Citerò solo il cosiddetto problema della violazione di "CP" (C, carica; P, parità). Esso si studierà per esempio ai laboratori di Frascati

con l'esperienza di Daphne, e al CERN con il decadimento dei mesoni K ( $\kappa$ )<sup>(16)</sup>.

Tanto per darci un numero ed un primo esempio, ricorderò che si tratta di confrontare il rapporto tra il numero di K neutri a lunga vita media  $\Gamma_L$  e a vita media corta  $\Gamma_S$ , che disintegrano in due mesoni  $\pi$  (pioni) carichi, cioè il rapporto  $\Gamma_{L(+ -)}/\Gamma_{S(+ -)}$ , con il rapporto corrispondente, ma tra mesoni K che disintegrano in pioni neutri. Il numero interessante è infatti:

$$R = \frac{\Gamma_{L(+ -)}}{\Gamma_{S(+ -)}} \bigg/ \frac{\Gamma_{L(00)}}{\Gamma_{S(00)}}$$

La misura non sarebbe ardua, ma lo è se si pensa che occorrerà raccogliere miliardi di eventi di disintegrazione dei mesoni K, ognuno misurato con grande precisione. È un effetto difficilissimo, raro: ma gli effetti di questa dissimmetria possono essere gravi: "parva favilla gran fiamma seconda". Ricordiamo l'effetto di quei puntolini mobili nel cielo (i satelliti di Giove), che cambiarono l'astronomia, la fisica e la visione del mondo.

### 1.5 - Le costanti della fisica

Ma adesso vorrei fare una considerazione più generale condivisa da molti se non da tutti i fisici, per indicare che quel che non sappiamo è ancora sterminato, anzi che siamo agli inizi delle nostre conoscenze. Sì, siamo ancora, per così dire, dei barbari. Provo a spiegare la situazione in questo modo.

La nostra spiegazione del mondo si fa in modo preciso, quantitativo, utilizzando quelle costanti che misuriamo sperimentalmente in natura. Utilizzando quelle costanti, noi spieghiamo i fenomeni, tutti, come ho detto. Ma quali sono queste costanti? Ne citerò alcune, a tutti ben note: prendiamo la massa dell'elettrone, e la massa del protone. Perché le due masse hanno quel rapporto? Cosa prevede la nostra teoria, il nostro bellissimo Modello Standard? Ebbene essa non prevede nulla, non sa spiegare nulla: anzi, non sa spiegare nessun valore delle masse di ognuna delle particelle conosciute.

Un'altra costante importante è un numero che regola lo svolgersi di tutti i fenomeni elettrici e magnetici dell'Universo. È la costante

famosa,  $\alpha = \frac{1}{137}$ . Essa si chiama costante di struttura fine ed è  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ ,

(vedi comunque gli articoli citati). Ebbene, perché quel valore  $\frac{1}{137}$ ? Come si spiega? Non si spiega, si accetta, come si accettava ottanta anni or sono la radioattività artificiale, senza la teoria di Fermi sopravvenuta.

Insomma, noi sappiamo spiegare il nostro Universo, calcolare l'architettura, sulla base delle costanti, dei numeri che esso ci mostra, sì! Ma quanto a spiegare il valore quantitativo di quei numeri, è notte fonda: la nostra teoria non arriva a prevedere nessuno - dico nessuno - dei numeri chiave che possano dare un quadro quantitativo di questo nostro Universo. La realtà del nostro Universo è ancora fuori del nostro sapere.

Questo che dico è difficile e interessante: c'è ancora quasi tutto da scoprire, se vogliamo veramente capire perché il mondo è fatto così. Oppure in altre parole: la fisica che si cela nei valori delle costanti è tutta aperta, da fare. Ovviamente il Modello Standard ha stabilito alcune relazioni precise tra la massa e le costanti fondamentali. Ad esempio la relazione:

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2} = 1 - \sin^2\theta_w$$

(v. C. Rubbia e G. Salvini, S.&T. 1985, e ref (4) di questa nota).

Questo significa che conoscendo alcune costanti a noi fornite dall'esperienza se ne deducono altre.

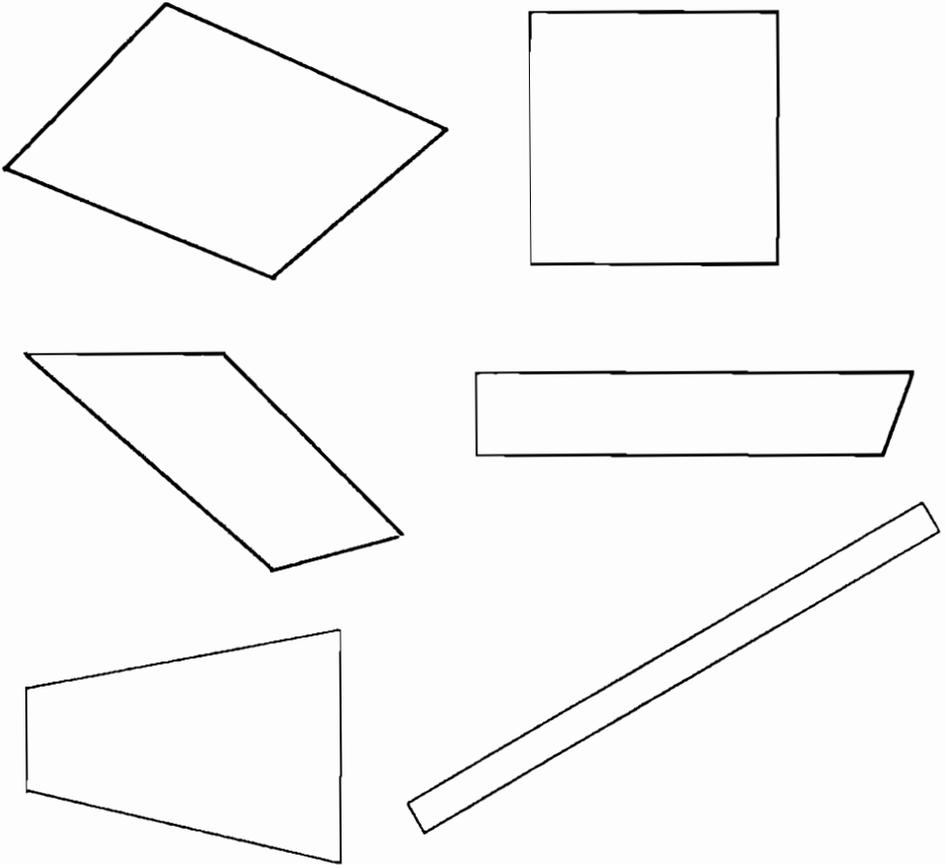
Quando si fa il conto di quante costanti sfuggono al calcolo e si debbono "comprare" dall'esperienza, se ne trovano almeno sedici (G. Altarelli, 1984; G. Salvini e A. Silverman, 1988; L. Maiani, S.&T. 1985).

Voglio dare un'immagine un po' difficile. Immaginate di avere una tenda da campo dalle pareti di gomma, comunque estensibili o deformabili; ma supponete che nessuno vi dica quanto sono lunghi i paletti con cui è costruita. Certo, avrete l'idea tenda, ma non saprete come quella tenda è fatta: può essere di vari tipi. Alta e sottile, piatta come una sogliola. Insomma, mi occorrono le misure dei paletti di sostegno e le lunghezze dei lati dei teli per stabilire la forma giusta. Ebbene, i paletti che determinano l'effettiva struttura della tenda sono l'analogo delle costanti dell'Universo che noi studiamo. Perché i paletti abbiano quella data lunghezza, non lo sappiamo, ed è la parte più arcana del nostro Universo.

Potrei illustrare il mio punto ancora considerando delle figure che sono tutte dei quadrilateri, ma di cui non so capire o spiegare gli angoli e la lunghezza relativa dei lati (Tav. XI).

TAVOLA XI

LE COSTANTI DELLA FISICA



Tanti quadrilateri: le dimensioni dei lati e gli angoli sono dati solo dall'esperienza.

Standard model → 18 cost. (arbitrarie)  
per ridurle: nuove macchine (fasci)  
migliori rivelatori, R.



Quindi, quando la notte guardo le stelle, la luna, i lampi lontani, vedo un Universo affascinante che non possiedo ancora quantitativamente. Ne sapremo un giorno di più?

Con queste considerazioni ci avviciniamo al tema centrale di questa nostra nota: una ricerca di contatto tra la fisica delle particelle e lo stato solido. Si tratta di trovare almeno un rapporto tra i valori delle costanti e delle masse, lasciati indeterminati dal Modello Standard.

Una via recente - forse un po' obliqua - è dunque la seguente: se si assume che ogni grandezza sperimentale che si definisce e si impiega in fisica deve avere una sua definizione operativa - o, se si vuole, si deve saper definire in modo anche ideale e di principio la via che si segue per misurarla - si deve concludere che non si può trattare nessuna grandezza della fisica elementare se non si ammette l'esistenza di materia condensata capace di formare uno stato solido: questa condizione è necessaria ad esempio per definire una unità di lunghezza e di velocità (L. Pietronero e G. Salvini, 1991). Ebbene, se è così, ha senso domandarsi quale è la condizione più generale per avere in natura lo stato solido. Facendo molto breve un discorso un po' complesso diremo che questa condizione comporta l'ammettere che il rapporto tra la massa  $m_p$  del protone e la massa  $m$  dell'elettrone sia molto elevato, ad esempio maggiore di 1000. Questo risultato si accorda con la realtà ( $m_p/m_e = 1836$ ), ed è forse l'unico caso chiaro che permette sino ad ora la previsione del rapporto tra due masse indipendenti dello Standard Model.

Ecco dunque che si viene a stabilire con un collegamento pur esiguo ma non trascurabile un rapporto tra due fisiche, quello delle particelle e quello degli stati aggregati, dei quali ora parleremo. Ma avremo occasione di vedere che il progresso concettuale e di laboratorio della fisica dello stato solido è essenziale allo sviluppo di tutte le scienze, e forse in particolare della fisica delle particelle.

## **2. - Progressi e idee nuove in fisica degli stati aggregati: alcuni risultati recenti**

Questo campo della fisica, rispetto alla fisica delle particelle elementari, è notevolmente più vario, inatteso, serendipico, ed il suo sviluppo non può rinserrarsi ovviamente in poche pagine. Inoltre le spiegazioni teoriche del mondo condensato possono essere solo parziali, e questo è comprensibile se si pensa che le strutture pur solo elettromagnetiche di atomi, molecole e cristalli appaiono ben più complesse degli edifici elementari considerati nel Modello Standard delle particelle elementari. Essi rinserrano, e lo si vede anno per anno, continue affascinanti sorprese.

Ricorderemo soltanto alcune scoperte e progressi, che possono aiutarci a intuire se la fisica degli stati aggregati e dei sistemi complessi ha sviluppi che ci portano a nuove leggi fondamentali, al livello diciamo delle leggi universali che governano la fisica delle particelle elementari, o se invece si può continuare a pensare che questa affascinante fisica del complesso è un campo in attesa di una più allargata visione riduzionistica elementare del nostro mondo fisico. Parleremo su questo tema al § 3 (Le leggi elementari e la fisica della complessità). Diamo prima nel seguito alcune notizie scientifiche recenti, particolarmente mirate ai nostri intenti.

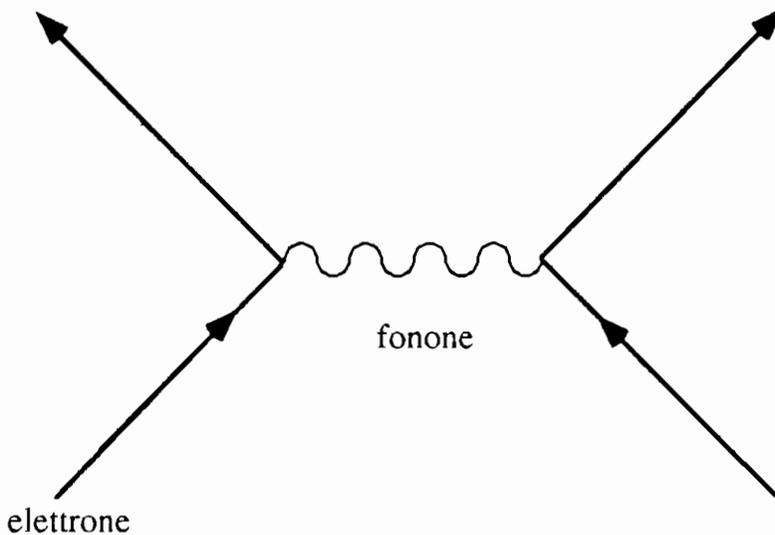
### 2.1 - La scoperta di nuovi superconduttori

La scoperta della superconduttività a temperature superiori ai 30 gradi Kelvin avvenne nel 1986, per merito di George Bednorz e Karl Alex Muller dei Laboratori I.B.M. di Zurigo. Alla scoperta si arrivò studiando un ossido di rame, lantanio e bario (rimandiamo agli articoli S.&T. 1989 di Marwin L. Cohen e di G. Belloni, S.&T. 1990). Gli sviluppi successivi si sono fatti su superconduttori di tipo ceramico. Il fenomeno della superconduzione è stato osservato sino a 120 gradi Kelvin ed oltre, quindi ben oltre le temperature di liquefazione dell'azoto (77 °K). Le attese sono molte e le applicazioni pratiche sono ancora difficili. Siamo ancora lontani dalla superconduttività alla temperatura ambiente ma si è arrivati recentemente ad osservare forti cadute della resistenza elettrica per temperature vicine a 250 °K. Tra gli studi effettuati ricordiamo l'effetto delle irradiazioni con neutroni, che sembra aumentare la conducibilità elettrica di questi materiali.

Questa scoperta dei superconduttori "caldi" è l'ultimo atto di una storia iniziata quasi ottanta anni fa. Infatti il fenomeno della superconduttività nei metalli quando si va a temperature molto basse fu scoperto nel 1911 da Kammerlin Onnes mentre studiava le proprietà del mercurio a bassissime temperature (4.2 °K). Da allora si sono fatte moltissime ricerche su migliaia di composti, e la più alta temperatura alla quale si osservava ancora il fenomeno era circa 23 °K. E' da dire che la comprensione teorica della superconduttività è stata molto difficile, e si comprese presto che non era pensabile che questo fenomeno potesse essere previsto con i mezzi limitati della fisica elementare. Un (quasi) definitivo chiarimento è venuto nel 1957 da Bardeen, Cooper e Schrieffer (teoria BCS). E' una spiegazione intuitivamente inattesa, perché si basa sulla forza attrattiva tra due elettroni nella materia. Ovviamente la forza tra due elettroni, entrambi negativi, è nel vuoto nettamente repulsiva. Ma avviene invece che dentro la materia può esistere tra due elettroni una interazione attrattiva. Una spiegazione

semplice è che quando si muove nel reticolo cristallino di un conduttore, l'elettrone polarizza e deforma il reticolo, e questa deformazione può attrarre un secondo elettrone che si muove incontro al primo. Questa attrazione entro il metallo arriva a superare la repulsione coulombiana di base, sicché si possono formare coppie di elettroni, le cosiddette coppie di Cooper. Queste coppie sono essenzialmente sistemi bosonici e si possono condensare in uno stato quantistico macroscopico che diviene responsabile del fenomeno della superconduttività a bassa temperatura. Nella figura 1, ripresa dall'articolo di M. Cohen, 1989, è rappresentata l'interazione attrattiva tra due elettroni attraverso un legame fononico. E' ancora un diagramma di Feynman, ove il fonone sostituisce il fotone.

- Fig. 1 (a) -



Due elettroni interagiscono scambiando un fonone (particella associata alle vibrazioni degli atomi in un solido). Lo scambio attiva una forza attrattiva fra i due elettroni.

(cfr. Marwin L.Cohen, S.&T., 1988-89, p.240).

E' interessante osservare che gli studi raffinati della teoria BCS avevano portato a concludere che la temperatura di transizione allo stato di superconduttore non può andare oltre i 30, 40 gradi Kelvin. Al solito, madre natura scavalca sovente le nostre logiche attese.

Questo limite era dunque in accordo con gli esperimenti compiuti sino a 10 anni or sono. Ma ecco i nuovi conduttori Muller arrivano fino a 120 °K ed oltre, ed occorre per la loro spiegazione andare oltre la teoria BCS di base. Tra l'altro essi non sono, dallo stretto punto di vista della teoria BCS, dei buoni superconduttori. Occorrono quindi idee ed interpretazioni nuove, e sono nati nuovi modelli teorici. Alcuni non si discostano molto dalla teoria BCS; altri sono basati su concetti diversi, cioè su eccitazioni del sistema diverse dai semplici concetti di quasi particelle con cui si possono descrivere le proprietà degli elettroni. A opinione dei più la spiegazione della superconduttività nei composti di Bednorz e Muller è ancora un problema aperto degli stati condensati (v. l'articolo citato di L. Cohen). Non si può sperare d'altra parte in una rapida definitiva soluzione se si considera che nuovi inattesi fatti sperimentali stanno arrivando, per esempio nuove complesse strutture molecolari di carbonio e di metalli (C<sup>60</sup>) che mostrano inattesi comportamenti.

Ritorniamo alla teoria BCS. Vale la pena di ricordarla anche perché essa ci permette di confermare un aspetto dei legami concettuali ai quali miriamo tra la fisica delle particelle e lo stato solido.

La teoria di BCS della superconduttività può essere descritta come una teoria di gauge con rottura di simmetria. La condizione di gauge è ormai fondamentale alla descrizione del nostro mondo fisico elementare (v. N. Cabibbo, 1988 e articolo citato S.&T. di L. Maiani e bibliografia in esso contenuta). Abbiamo già visto che il concetto di rottura di simmetria è entrato nel mondo delle particelle per risolvere questioni di estrema importanza. Nel caso della superconduttività si può dire che la rottura di simmetria diventa uno schema rigoroso per descrivere un inatteso comportamento complesso da origini concettuali semplici.

Rifacciamoci ad un esempio semplice di rottura di simmetria che si trova in molti testi di superconduttività e di teoria delle particelle elementari (Jona, 1991). Questo è il caso di un magnete, di una calamita: al di sotto di una temperatura critica, i magneti atomici, elementari, sono stabilmente orientati in una certa direzione e danno luogo ad un magnete macroscopico. Eppure le leggi atomiche prevedono uno stato di equilibrio stabile senza direzione privilegiata. L'orientamento collettivo degli atomi è stato determinato da un campo magnetico iniziale pur debole, presente al momento della transizione. Questo è un caso di violazione delle leggi microscopiche. Infatti

l'orientamento dei magneti atomici rimane stabile anche dopo aver eliminato il campo magnetico.

Questo esempio ci porta solo ad un aspetto ma pur significativo dell'importanza della rottura di simmetria. Si intuisce da esso che la rottura di simmetria (Anderson, 1991) si può interpretare come uno schema generale per ottenere un comportamento complesso nuovo, partendo da origini simmetriche semplici.

## 2.2 - Sviluppi dell'elettronica quantistica

Ma torniamo adesso al laboratorio sperimentale, che è in sé la prima fondamentale evidenza dell'unità della fisica. Noi avremo bisogno nei prossimi anni di nuovi occhi e di un nuovo vedere (§ 1): ci è richiesto non solo dalla verifica dell'Higgs, ma dalla speranza di arrivare con misure fini a misurare e capire le nuove simmetrie e le costanti dell'Universo. E avremo bisogno di calcolatori più potenti per misurare e registrare in ogni campo della fisica.

Queste necessità ci portano alla ricerca di nuove strutture atomiche che ci dovranno fornire rivelatori più rapidi e calcolatori capaci di molti miliardi di operazioni elementari al secondo. Parliamone, anche se troppo brevemente.

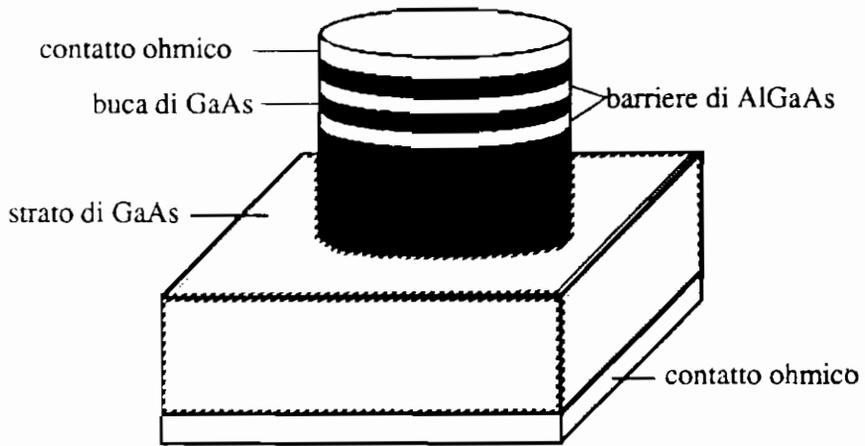
Gli atomi sono splendidi sistemi di equilibrio elettromagnetico. La carica centrale, il nucleo, è da questo punto di vista poco più che un punto di carica intera di momento intrinseco e parità ben definita.

Tutto questo l'abbiamo capito. Ma oggi la fisica degli elettroni e dei nuclei è andata ben più avanti: si creano strutture elettromagnetiche nuove con proprietà nuove. Questo, dell'elettronica quantistica, è un campo sterminato di scoperte originali, sorretto da una finezza tecnica estrema. È insieme ricerca fondamentale e ricerca applicata. Vado solo e direttamente a qualche esempio, ed alle prospettive di impiego. Posso rinviare per questi temi all'articolo di G. Potenza su S.&T. 1980-82: Microelettronica e tecnologie dei microprocessori, e a una recente rassegna di F. Capasso e altri autori, su Physics Today, 1990.

La nostra comprensione del trasporto degli elettroni nei solidi era basata sino ad alcuni anni or sono sulla interpretazione semiclassica che vede gli elettroni come particelle che seguono la meccanica newtoniana in un campo esterno, essendo diffusi da fononi e impurità. Ma in questa (inadeguata) presentazione, la quantizzazione spaziale e l'effetto tunnel non possono essere facilmente compresi.

Gli effetti quantistici diventano chiari e preponderanti nelle strutture che abbiano dimensioni sotto i 500 angstrom. Il primo esempio di una nuova struttura quantistica è già in realtà il diodo tunnel, inventato da Leo Esaki nel 1950. Esso si basa sull'effetto tunnel degli

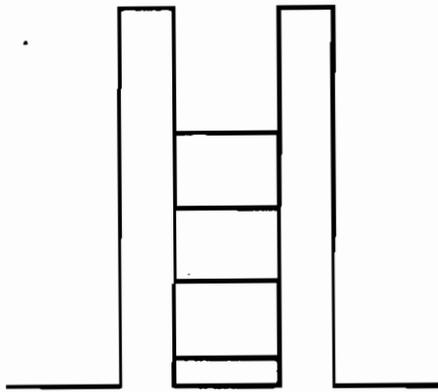
- Fig. 2 -



Diodo tunneling risonante. Le due barriere di AlGaAs spesse pochi nanometri, rinserrano uno spessore analogo di GaAs, formando una buca di potenziale per gli altri elettroni.

(F.Capasso e Supriyo Datta, 1990)

- Fig. 3 -

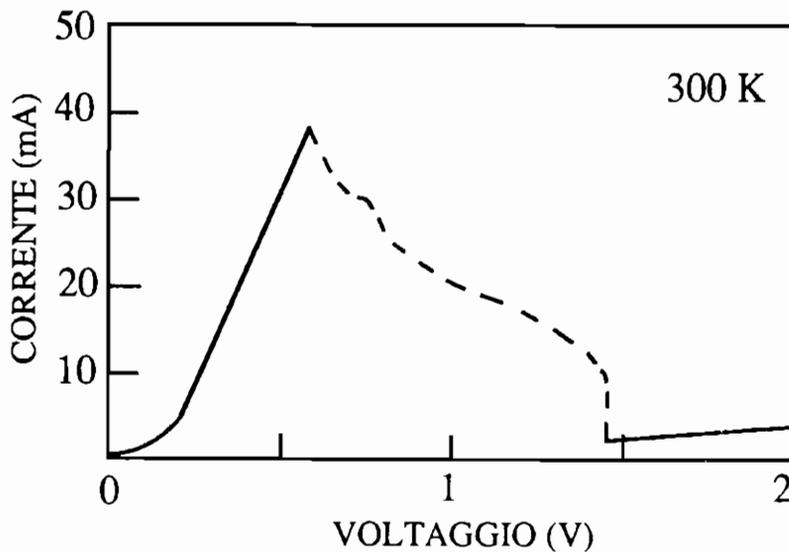


La buca di potenziale di un diodo risonante. La barriera di potenziale ha una altezza di circa 300 millivolt. Le linee orizzontali rappresentano i livelli energetici quantizzati entro la scatola di potenziale.

elettroni attraverso la barriera di una giunzione p-n. Il progresso è venuto con lo sviluppo della "molecular beam epitaxy" (1960) che rende oggi possibile crescere strati ultrasottili (~20 Å, 2 nm) di diversi materiali e con interfacce ben precise. Questo ha portato alla creazione di strutture quantiche, in cui la corrente fluisce perpendicolarmente agli strati. Queste strutture a pareti ben definite si sono dimostrate utili come diodi tunnel risonanti, o come transistori (v. articolo citato, F. Capasso 1990).

Nel caso del resonant-tunneling diode (dimostrato nel 1974 da Esaki, Leroy Chang e Raphael Tsu, v. fig. 2) la struttura consiste in due barriere di potenziale in serie, separate da una buca di potenziale (fig. 3). L'energia cinetica del moto di un elettrone perpendicolarmente agli strati è quantizzata, come ci si dovrebbe aspettare per una particella in una scatola. Nel piano degli strati, tuttavia, l'elettrone è libero e si comporta classicamente. Si può variare la corrente attraverso il diodo tunnel risonante quando una differenza di potenziale è applicata. Oltre un certo valore di V c'è un rapido crollo nella corrente al crescere della tensione applicata, come si vede in fig. 4. Il diodo risonante può trovare applicazione come oscillatore e interruttore ad altissima frequenza. In esperimenti recenti riportati nel lavoro citato di Physics Today (1990) il diodo risonante impiegato come oscillatore è arrivato a più di 400 Gigahertz.

- Fig. 4 -



La caratteristica corrente-tensione di un diodo tunnel risonante a 300° K.

Ma per i circuiti logici si richiedono strutture con comando isolato di apertura-chiusura per aumentare il guadagno e scaricare le cariche accumulate. Questo isolamento si realizza con un "resonant tunneling bipolar transistor". In esso, al solito, ma in tempi rapidi, una grande variazione nell'uscita di corrente tra due terminali è causata da un piccolo segnale di corrente o di tensione applicato a un terzo terminale di controllo. Questo è il solito transistor, ma nel transistor risonante c'è una importante nuova possibilità: esso è una struttura che usa la tensione di controllo per modulare la differenza tra i livelli di energia della buca quantizzata e l'energia degli elettroni incidenti. Perciò la corrente risonante del tunneling attraverso la doppia barriera può piccare a uno o più valori della tensione di controllo, in corrispondenza dei diversi livelli di energia. Quindi un transistor con queste caratteristiche tensione-corrente ha più strati si-no, corrispondenti ai picchi e alle valli della curva corrente-tensione.

Questo è un obiettivo importante e ancora piuttosto lontano: si pensa che una logica a più livelli potrà un giorno ridurre la complessità di connessione dei circuiti integrati.

Ricordiamo alcune prospettive di queste ricerche elettroniche, che portano o porteranno a strumenti essenziali a tutte le discipline, e che dimostrano la stretta interconnessione tra la ricerca applicata e fondamentale in ogni campo della fisica:

- L'aumento del numero dei picchi della caratteristica corrente-tensione potrà ridurre enormemente la complessità dei circuiti logici (da 24 transistori a uno solo).

- È importante l'impiego di nuovi transistori a molti strati come moltiplicatori di frequenza.

Questi nuovi apparati permetteranno probabilmente di estrarre radiazione di potenza apprezzabile, nella famiglia delle lunghezze d'onda millimetriche.

- Un altro impiego di grande interesse per la fisica è la veloce conversione da analogico a digitale e l'apertura rapida delle celle di memoria. Qui si deve notare che la "velocità" di registrazione e smistamento è essenziale ad ogni disciplina. Voglio dare un rapido esempio in fisica delle particelle.

E' probabile che la particella di Higgs debba cercarsi con le future macchine adroniche, essenzialmente collisori protone-protone. In questo caso per vedere l'Higgs (ad es. osservando i quattro muoni nei quali può decadere) occorrerà cercarlo nel rapporto di un evento Higgs ogni  $10^{13}$  interazioni (la sezione d'urto dell'Higgs che decade in questo modo è  $\sigma_H \sim 10^{-39} \text{ cm}^2$ ;  $\sigma_N \sim 10^{-26} \text{ cm}^2$ , ove  $\sigma_N$  è la sezione d'urto totale adronica). Con una luminosità di  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , e  $10^7$  interazioni al



secondo tra i pacchetti circolanti, questo significa una interazione nucleare per ogni urto pacchetto-pacchetto, quindi  $10^7$  interazioni al secondo in uno stesso apparato. Il sistema rivelatore deve decidere se l'evento è degno di analisi (ad es. se può essere un Higgs) in meno di 100 nanosecondi. Questa decisione è presa a vari livelli, e per i trigger finali ci sono a disposizione tempi maggiori. Ma comunque significa rivelatori e sistemi elettronici che possano lavorare, "decidere" su tempi dell'ordine di un nanosecondo, e calcolatori ultrarapidi. Le nostre conoscenze future, sperimentali e teoriche, dipenderanno da questa rapidità.

Questo è solo un accenno. Diciamo che siamo agli inizi: dicono gli autori da noi citati: "Nuovi progressi sono necessari prima che queste prospettive ancora "esotiche" divengano pratiche. Ma la vera forza di queste strutture quantiche nuove potrebbe non essere tanto nel fare migliori transistori, quanto piuttosto nello stabilire radicalmente nuovi concetti per l'elettronica, che oggi non si possono ancora prevedere con chiarezza".

E' chiaro, comunque, anche da questo paragrafo, che si richiede al fisico di qualunque campo non di sapere tutto, ma di avere un quadro pronto e chiaro di tutta la fisica, per afferrare le idee che gli servono.

### 2.3 - Le transizioni di fase e il loro calcolo

Un fondamentale sviluppo della fisica degli stati aggregati, avvenuto in questi ultimi vent'anni, riguarda lo studio e il riordino delle transizioni di fase. La materia ci appare sulla nostra terra in una varietà di stati, solido, liquido, gassoso. Le transizioni di fase da uno stato all'altro (ad esempio da acqua a ghiaccio) sono tante ed estremamente varie, sicché si sarebbe portati a pensare che sia opera immane dare leggi generali sufficientemente comuni a transizioni diverse. È d'altra parte chiaro che ridurre a pochi esponenti universali fenomeni di transizione di fase diversi conduce ad una descrizione unitaria della struttura della materia concettualmente equivalente a quella raggiunta dai fisici delle particelle nella classificazione universale delle forze elementari.

Ebbene, questa sintesi si è fatta in questi ultimi anni col contributo di fisici di ogni paese, tra i quali vari italiani. Si sono individuati valori universali che restano invariati davanti a transizioni molto diverse. Quali ad esempio le transizioni (del secondo ordine) ferromagnete-paramagnete e superconduttore-conduttore. Rinviamo per una sintesi a un lavoro di G. Parisi (1989).

La teoria che permette di spiegare i fenomeni che avvengono vicino a una transizione del secondo ordine porta il nome di "Gruppo di

Rinormalizzazione". Essa permette di descrivere sistemi in cui le fluttuazioni a tutte le scale giocano un ruolo rilevante.

La teoria del gruppo di normalizzazione anticipata e sviluppata da vari autori tra i quali ricordiamo gli italiani G. Jona, C. Di Castro, e portata a compimento da K. Wilson (Premio Nobel, 1982) consiste in una progressiva eliminazione di gradi di libertà a piccola scala, sino a raggiungere un regime (di punto fisso) invariante per trasformazione di scala. In questo modo si possono calcolare gli esponenti critici e si dimostra la loro universalità: infatti, come si è detto, questi esponenti dipendono da proprietà generali e sono gli stessi per transizioni di fase naturalmente molto diverse. Questa teoria è uno dei più poderosi sviluppi teorici della fisica moderna, a confermare che vi sono leggi universali anche nel macroscopico che non contraddicono ma superano l'immediato riduzionismo elementare. Questo ci invita non solo all'unità, ma anche al rispetto tra campi diversi della fisica.

Ed eccoci qui alle considerazioni finali che sono forse la giustificazione principale di questa nota.

### **3. - Le leggi elementari e la fisica della complessità**

Con l'affermarsi della fisica atomica dall'inizio di questo secolo, il riduzionismo ha acquistato dimensioni quasi assolute. Ripetiamo che intendiamo per riduzionismo la presunzione che tutta la realtà macroscopica della materia può in linea di principio essere ridotta agli atomi ed alle loro interazioni. Il problema fondamentale (osseremmo dire filosofico) è di capire se questo programma è destinato all'insuccesso, e non solo per le difficoltà tecniche della sua realizzazione. Ormai infatti non pochi pensano che per varietà e per complessità i comportamenti della materia macroscopica sono largamente indipendenti ed autonomi rispetto alle strutture atomiche elementari che dovrebbero compiutamente spiegarli. Per questi scienziati un sistema macroscopico non è dunque semplicemente la combinazione dei comportamenti dei suoi costituenti, perché in esso possono emergere fenomeni quantitativamente nuovi che richiedono concetti e forse principi nuovi. Insomma la domanda è: siamo oltre il riduzionismo elementare? C'è dell'altro, nel nostro Universo?

Abbiamo già visto un fenomeno di livello macroscopico quando abbiamo parlato della rottura spontanea della simmetria nel caso di un ferromagnete. I fenomeni che non si inquadrano nelle leggi elementari e sembrano trasgredirle sono numerosi ed ancor più evidenti quando si va a studiare l'evoluzione di sistemi lontani dall'equilibrio. E' tipico il caso dell'aumento di entropia dell'Universo. Una visione riduzionistica immediata ci porta da tempo - è il secondo principio della termodinamica

- a pensare che l'aumento dell'entropia implica la morte termica dell'Universo (G. Jona, 1991). Oggi è chiaro che una situazione globale di aumento dell'entropia è compatibile con un aumento della struttura del sistema. Su queste linee Prigogine poté spiegare fenomeni classici quali il passaggio da un regime laminare ad uno convettivo in un fluido sottoposto ad un gradiente di temperatura.

L'indagine su fenomeni che escono o sembrano uscire dal riduzionismo elementare si è sviluppata in questi ultimi anni e ha creato una nuova matematica, e persino nuove esigenze linguistiche. Se proviamo a enucleare alcune idee nuove che discendono dallo studio del caos deterministico, possiamo ricordare, in accordo con questi autori:

- la scoperta (matematica) di una costante fondamentale ( $\alpha = 4.6692016 \dots$ ), la costante di Feigenbaum che regola tra l'altro la transizione da moto periodico a moto caotico;
- la consapevolezza che le leggi semplici non portano necessariamente a dei comportamenti semplici;
- la scoperta che le leggi deterministiche possono dare luogo a una evoluzione caotica, e che la teoria del caos ci dimostra l'impossibilità di prevedere il futuro.

E' forse interessante rifarsi a questo punto a una nota di Philip W. Anderson su riduzionismo e complessità, che si potrà condividere o no. Si tratta del noto fisico premio Nobel nel campo della fisica dello stato solido (P. Anderson, Physics Today, 1991). Egli osserva che per la gran parte della sua storia la fisica ha puntato per ogni interpretazione al riduzionismo elementare: molecole, atomi, nuclei, elettroni, nucleoni e loro parti. Si è cercato insomma continuamente di ridurre la complessità alla semplicità elementare. Si è così trovato che ci sono in fisica, in tutta la fisica, solo quattro forze fondamentali (§ 1) che ormai si riducono a tre. Quanto alla fisica degli stati condensati, la varietà del mondo dello stato solido è sembrata riducibile a una universale teoria dei livelli e delle bande elettroniche, con l'aggiunta di alcuni difetti quali accettori, donori etc.

In tempi successivi è iniziato uno sviluppo nuovo (con nuovi paradigmi) che ha portato ad un cammino quasi inverso: costruire la complessità partendo dalla semplicità. E trovando sulla via cose nuove. Anderson ricorda nella sua nota di avere scelto tra i primi questa strada, e di avere da allora messo l'indice sul concetto di rottura di simmetria (§ 2), come concetto chiave per capire che un largo insieme di oggetti semplici può lasciare la propria simmetria e la simmetria delle forze che lo governano per mostrare l'emergere di una nuova simmetria. E' il caso da noi già citato per la teoria BCS, al § 2. Spero con gli esempi dati in campi diversi della fisica di aver convinto che la rottura spontanea di

simmetria è un concetto unificante della fisica: ogni fisico deve averlo chiaro nel suo zaino di viaggio.

Osserva Anderson ancora che, partendo dalle sue idee sulla localizzazione, si può stabilire una nuova linea di sviluppo della fisica della complessità; si tratta dell'idea che dal disordine possono risultare proprietà generali che sono totalmente diverse da quelle previste quando si parte semplicemente da materiali regolari con impurezze. Si può arrivare ad esempio a nuove inattese equazioni per la teoria del trasporto. Lo stesso Anderson se la prende nel suo articolo con illustri fisici delle particelle che hanno detto che gli obiettivi della fisica degli stati aggregati e del complesso "non possono essere la ricerca di leggi fondamentali veramente nuove, perché esse sono ormai note dagli anni venti. Esse sono piuttosto applicazioni di queste leggi". Qui Anderson protesta e prorompe dicendo: ma se la rottura di simmetria, la localizzazione, i frattali e gli attrattori strani non sono cose "fondamentali" che cosa sono? Cosa è fondamentale in fisica?

Conclude Anderson che c'è ormai un ampio movimento scientifico in corso per unificare tutte le varie idee sulle nuove proprietà della complessità oggi emergenti. Questo movimento doveva da tempo venire e sarà salutare alla fisica.

Vorrei solo aggiungere due punti a quanto detto. Uno è che l'apertura alla fisica della complessità invade - e il futuro dirà con che diritto - il campo della biologia e del vivente. Illustri fisici italiani stanno lavorando in questa direzione: dai vetri di spin alle reti neurali e a un primo approccio al vivente che è insieme nella sua evoluzione deterministico e casuale.

L'altro punto è che queste invasioni della fisica nel complesso e forse nel vivente sono possibili ai fisici che "la sanno tutta". Prendo ad esempio Giorgio Parisi, che non è solo e unico in questo campo, che si muove da interprete e dominatore nel campo della fisica teorica delle particelle elementari, della meccanica statistica, dei sistemi complessi. Quanto a fisici sperimentali, essi sono, sia ben chiaro il sale principale del nostro mestiere di fisici. Essi debbono conquistarsi la stessa visione e originalità di pensiero dei teorici, poi nel laboratorio creare sistemi ed esperienze e misurare, se il teorico è padrone (si fa per dire) della matematica, sia lo sperimentale il padrone della misura e dei suoi errori, e della "reale realtà".

Chi scrive non è in grado di valutare in tutta la sua profondità la discussione tra riduzionismo e complessità. E tanto meno fa previsioni sulle possibili evoluzioni future. Non sa effettivamente indicare alcuna legge precisa che si debba aggiungere "con pari dignità" alle leggi elementari note. Né sa quando un complesso è un falso tale, cioè è

riducibile. Ma d'altra parte vede emergere un mondo macroscopico e inatteso della complessità. Si deve osservare che queste discussioni sono oggi - molto più che venti anni or sono - impiantate su un sistema di conoscenze fisiche che derivano da precisi fatti sperimentali, non definitivi certo, ma ben consolidati. Infatti gli sviluppi che abbiamo ricordato nei §§ 1, 2, 3 sono notevoli per la loro coerenza: non si tratta di contraddire le idee degli anni precedenti, ma piuttosto di raffinarle e portarle avanti; l'orizzonte e il futuro lontano ci sfuggono ancora, e non sappiamo per quanto. Ma possiamo contemplarlo, perché i risultati teorici e sperimentali ci hanno portato su di un altipiano che ci permette di vedere quanto non ancora sappiamo. In questa meditazione ci può essere di conforto una consapevolezza che forse i nostri padri e nonni non avevano quanto noi: quella dei limiti ancora modesti delle nostre conoscenze in fisica. Forse mai quanto oggi gli scienziati sono stati persuasi dei loro limiti.

### **Bibliografia-**

- (1) E. Fermi: Ric. Sci. 4, 491 (1933); Nuovo Cimento 11, 1 (1934).  
"Fifty years of weak interaction physics", Italian Physical Society, Bologna, April 26 (1984).
- (2) UA1 Collaboration, G. Arnison et al.: Phys. Lett. B, 126 (1983) 398.
- (3) G. Morpurgo: "Introduzione alla fisica delle particelle, Zanichelli, 1987. Questo eccellente testo per gli studenti di fisica di III o IV anno può essere una generale guida per gli argomenti di questo seminario.
- (4) G. Salvini, A. Silverman: Physics Reports 171, 233 (1988).
- (5) M. Gell-Mann: Phys. Lett. B, 8, 214 (1964) ;  
G. Zweig: CERN, TH-412 (1964).
- (6) S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani: Phys. Rev. D, 2, 1285 (1970).
- (7) Cfr. referenze (3) e (4).
- (8) E' un ribollire di analisi e previsioni in recenti convegni internazionali. Ad es. Les rencontres de physique de la Vallee d'Aoste, Editore M. Greco.
- (9) N. Cabibbo: Scienza, 1988, p.173. G. Goggi: Ref. 1, p.416.  
G. Altarelli: Ref. 1, p. 485.
- (10) C. N. Yang, R. L. Willis: Phys. Rev. 36, 191 ( 1954) .
- (11) G. Goggi: 1. citato, p.441.

- (12) *"Raffronto tra teorie e osservazioni in cosmologia"*, Società Italiana di Fisica, 1990, North Holland.
- (13) Si tratta del Large Hadronic Collider in progetto al CERN.
- (14) Si tratta del Superconducting Super Collider in costruzione in USA.
- (15) D. J. Gross: *"Superstring and unification"*, XXIV Int. Conf. on High Energy Physics, München, Aug. 4-10, 1988.
- (16) G. Salvini: *"Symmetry in nature"*, p.693, Scuola Normale Superiore, (dedicato a Luigi A. Radicati di Brozolo).
- (17) G. Jona Lasinio (in pubbl.), Recensione del libro "La complessità" di G. Nicolis e I. Prigogine. Ringrazio Jona per varie illuminanti discussioni.
- (18) L. Pietronero e G. Salvini, in pubblicazione, e Nota Interna n.980, Dipartimento di Fisica, Università "La Sapienza", 20 maggio 1991: "Solid state, and the Standard Model". Sono grato a Luciano Pietronero per varie discussioni sugli argomenti relativi agli stati condensati.
- (19) F. Capasso e Supriyo Datta, *Physics Today*, febbraio 1990, p.74.
- (20) G. Parisi, *Enciclopedia del Novecento*, Vol VIII, Supplemento, p. 1093 (1989).
- (21) Philip W. Anderson, *Physics Today*, luglio 1991, p.9. Sono interessanti (e polemiche) le lettere di P. Anderson in risposta a R. Peierls e T. Kaplan riportate in *Physics Today*, febbraio 1991.

#### **Articoli da Enciclopedia della Scienza e della Tecnica.**

S. K. Lunquist, 1973  
 G. Potenza, 1980-82  
 N. Cabibbo, 1983  
 C. Bacci e G. Salvini, 1983  
 A. Lugiato, 1984  
 S. Ferrara e L. Maiani, 1985  
 C. Rubbia e G. Salvini, 1985  
 G. Caglioti, 1988  
 Marwin L. Cohen, 1989-90  
 G. Casati, 1989-90  
 E. Picasso, 1989-90  
 G. Belloni, 1990-91

**Elisabetta Pennacchio**

**Dipartimento di Fisica Nucleare e Teorica  
Università di Pavia**

**INFN sezione di Pavia**

**LA RICERCA DEL QUARK TOP :  
STATO ATTUALE  
E PROSPETTIVE FUTURE**

**Seminario tenuto il 4/12/1992**

# 1. Introduzione

Nell'ambito del modello standard [1] i fermioni sono organizzati in tre generazioni successive, con i medesimi numeri quantici di isospin e ipercarica deboli, e massa crescente. Una generazione di fermioni comprende un doppietto di leptoni (un leptone carico e il suo neutrino), e 3 doppietti di quarks (uno per ciascun colore), contenenti un quark di tipo "up" ( $Q=2/3$ ) e un quark di tipo "down" ( $Q=-1/3$ ):

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

L'esistenza del partner del quark  $b$  è provata sperimentalmente dall'asimmetria forward-backward, misurata in  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  [2] e dall'assenza di correnti neutre flavour-changing nel decadimento del quark  $b$  [3]. Al momento il quark top non è ancora stato rivelato, e la sua mancata osservazione si traduce in un limite inferiore sulla sua massa. Esistono, come si vedrà, due differenti approcci alla ricerca del quark top: analisi "dirette", volte cioè alla ricerca del top, e analisi "indirette", dalle quali si ricava un limite su  $M_{top}$  tramite la misura sperimentale di quantità che da essa dipendono.

## 1.1 Produzione del top ai collider adronici

I meccanismi di produzione del quark top sono i seguenti:

- 1) mediante interazione debole, possibile solo se  $M_{top} < M_W + M_b$ :

$$p\bar{p} \rightarrow W + X$$

seguita dal decadimento:

$$W \rightarrow t\bar{b}$$



La sezione d'urto può essere espressa come :

$$\sigma = \sigma(W \rightarrow e\nu_e) PS(M_{top}) F_{QCD}$$

dove  $PS(M_{top})$  è il fattore di spazio delle fasi, e  $F_{QCD}$  è il fattore di correzione legato ai diagrammi di ordine superiore, che diventano importanti per masse del top vicine alla massa del W

2 ) mediante interazione forte

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$$

I diagrammi che contribuiscono alla reazione, all'ordine più basso della costante di accoppiamento, sono rappresentati in figura 1, e l'andamento della sezione d'urto dei differenti processi, in funzione di  $M_{top}$  e in corrispondenza a differenti valori dell'energia disponibile nel centro di massa, è mostrato in figura 2 [1].

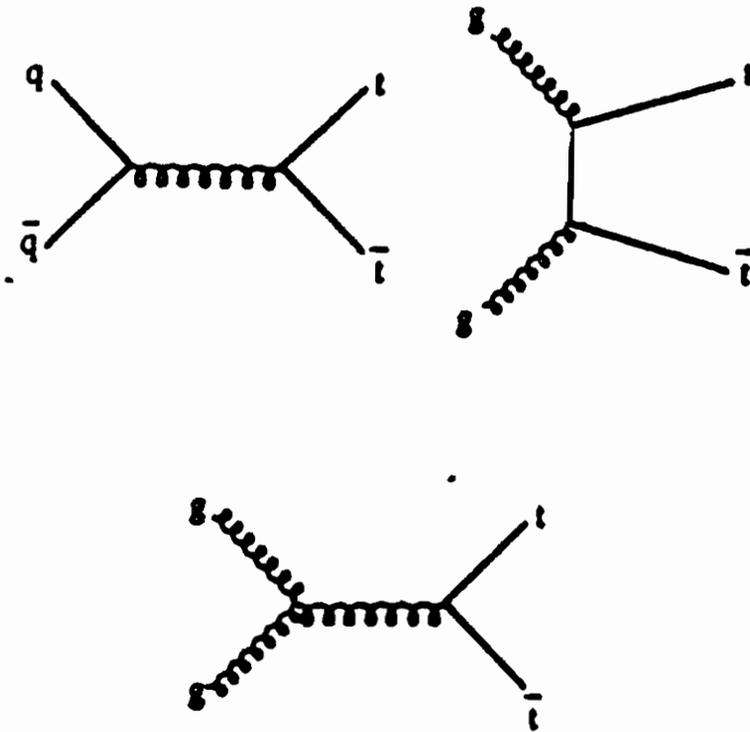


Figura 1: Diagrammi di Feynman per la produzione del top

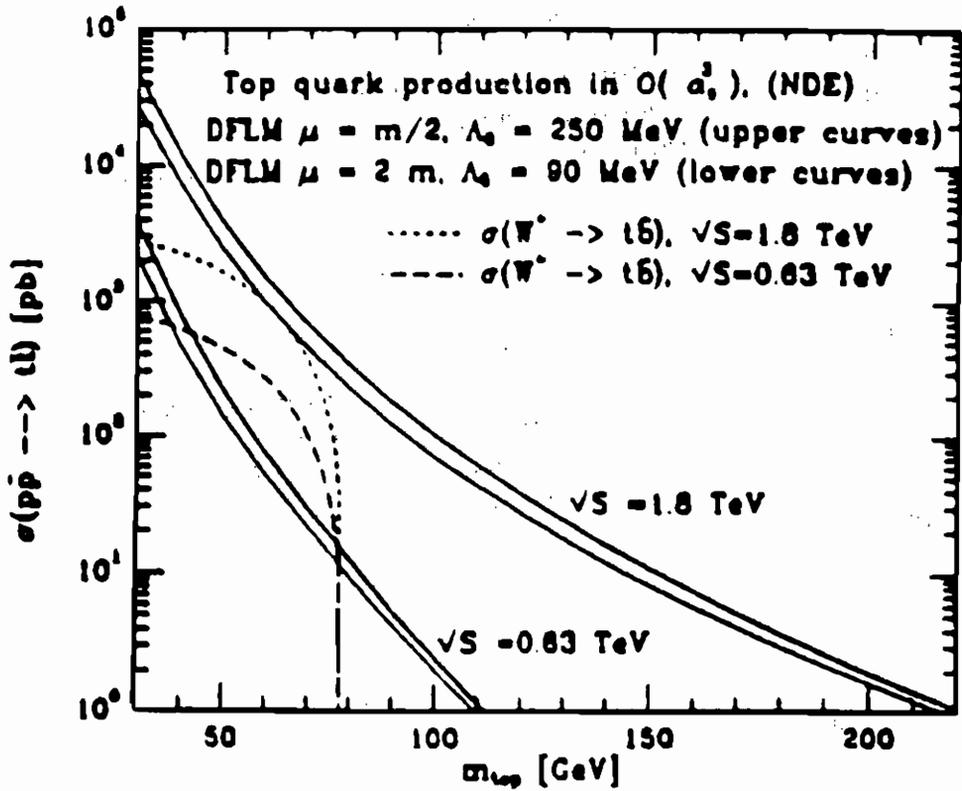


Figura 2: Sezione d'urto per la produzione di top

## 1.2 Decadimento del quark top

Nell'ambito del modello standard l'unico decadimento previsto per il quark top (figura 3) è :

$$t \rightarrow W b^*$$

dove il  $W$ , virtuale o reale a seconda del valore di  $M_{top}$ , decade in una coppia leptone carico-neutrino o in una coppia  $q\bar{q}$ .

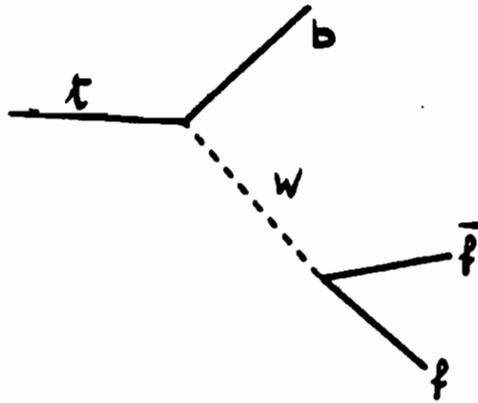


Figura 3: Decadimento del top

Per la larghezza di decadimento del top, mostrata in figura 4, si ha:

- ( 1 ) se  $M_{top} \ll M_W$  si ha:  $\Gamma_t \approx \frac{3}{64} \frac{G_F^2 M_{top}^2}{\pi^3}$  [ $\approx 64$  KeV per  $M_{top}=50$  GeV]
- ( 2 ) se  $M_{top} \gg M_W$  si ha:  $\Gamma_t \approx 0.17 \text{ GeV} \left( \frac{M_{top}}{M_W} \right)^3$ .

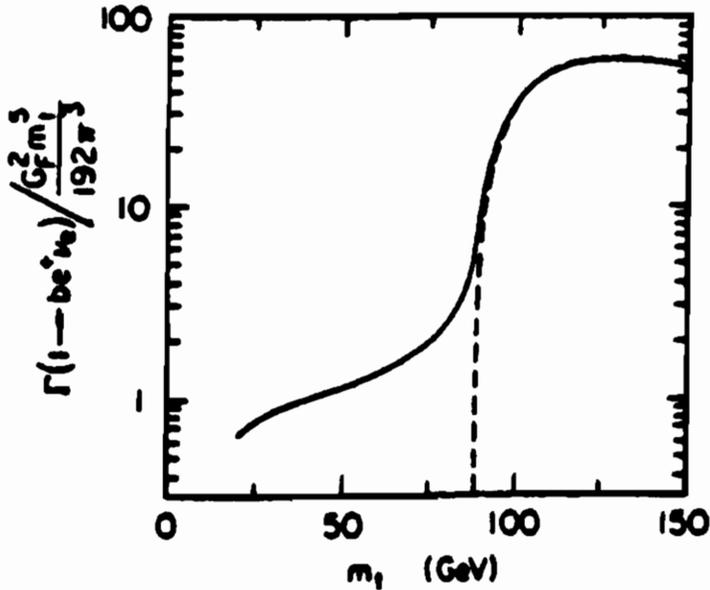


Figura 4: Larghezza del top

## 2. Ricerche dirette del Top

Prima di passare alla presentazione dei risultati sperimentali ottenuti nelle misure dirette è opportuno puntualizzare la metodologia seguita per questo tipo di analisi. Dopo aver operato una selezione dei canali di decadimento del top che, per quanto visto in 1.2, si traduce in una richiesta sul decadimento del  $W$ , si determina la topologia degli stati finali.

Una volta accumulato un numero sufficiente di eventi in un dato canale, è necessario stabilire il contributo di tutti i processi noti. Si devono poi determinare le accettanze geometriche del rivelatore e le efficienze dei criteri di selezione utilizzati. Si aprono a questo punto due possibilità :

- ( 1) il segnale eccede il contributo derivante dalla fisica nota: il top è rivelato ed è possibile studiarne le proprietà
- ( 2) i dati sono compatibili con i meccanismi noti : dall'assenza di eventi top è possibile, con metodi statistici, stimare un limite sulla sezione d'urto:

$$\sigma_{t\bar{t}} < \frac{N_{top}}{\int Ldt A_{top}} \quad (2.1)$$

dove  $\int Ldt$  rappresenta la luminosità integrata nel campione di dati esaminato,  $A_{top}$  è il prodotto della efficienza dell'analisi per l'accettazione del rivelatore utilizzato,  $N_{top}$ , in accordo alla statistica di Poisson, è il limite superiore al 95% di livello di confidenza del numero di eventi di quark top attesi.

Dal limite sulla sezione d'urto si ricava un limite su  $M_{top}$

## 2.1 Ricerca diretta ai collider $p\bar{p}$ .

Nella tabella seguente, sono presentati i risultati ottenuti dagli esperimenti *UA1*, *UA2*, *CDF*

Esperimento	Canale	Statistica	Limite
UA1 [32]	$e, \mu$	$5.4 \text{ pb}^{-1}$	$M_{top} > 51 \text{ GeV}$
UA2 [33]	$e$	$7.5 \text{ pb}^{-1}$	$M_{top} > 69 \text{ GeV}$
CDF [7]	$e, \mu$	$4.1 \text{ pb}^{-1}$	$M_{top} > 91 \text{ GeV}$

Come esempio nel paragrafo seguente verrà descritta l'analisi condotta dalla collaborazione CDF.

## 2.2 L'esperimento CDF

L'esperimento CDF [5] opera presso il collider protone-antiprotone (Tevatron) dei laboratori Fermilab a Chicago. L'energia nel centro di massa è pari a  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ . Per l'analisi, riportata nel seguito, sono stati utilizzati dati corrispondenti ad una luminosità integrata pari a  $4.1 \text{ pb}^{-1}$ . La produzione (1.2) è regolata dall'interazione forte :

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$$

ed è seguita da uno dei possibili decadimenti:

$$t\bar{t} \rightarrow q\bar{q}b \ q\bar{q}\bar{b} \quad B.R. \ 36/81$$

$$q\bar{q}b \ l\nu\bar{b} \quad B.R. \ 12/81$$

$$l\nu b \ l'\nu'\bar{b} \quad B.R. \ 2/81$$

$$l\nu b \ l\nu\bar{b} \quad B.R. \ 1/81.$$

I canali in cui entrambi i quark top decadono adronicamente sono favoriti in termini di branching ratio, ma sono difficilmente distinguibili dal fondo di eventi  $QCD$ . In virtù della buona capacità di identificazione di elettroni e muoni dell'esperimento  $CDF$  [6] è possibile ottenere un buon valor del rapporto segnale/rumore richiedendo che almeno uno dei top decada semileptonicamente. Data l'elevata massa del top, i leptoni provenienti dal suo decadimento hanno un alto momento trasverso ( $p_t$ ). Questa grandezza è definita come  $p_t = p \cdot \sin \theta$ , dove l'angolo  $\theta$ , in coordinate polari, rappresenta l'angolo di diffusione rispetto alle particelle incidenti; in seguito verranno utilizzati anche l'angolo azimuthale  $\phi$  e la pseudorapidità, definita come  $\eta = -\log(\tan \theta/2)$ . I prodotti di decadimento, inoltre, si distribuiscono su un angolo solido maggiore rispetto a quelli provenienti dal decadimento di quark leggeri della stessa energia. Si richiede, quindi, che il leptone sia isolato, cioè che l'energia trasversa  $E_t$  in un cono di apertura  $\Delta R(\phi, \theta)$   $\Delta R(\phi, \theta) = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$  attorno alla direzione del leptone sia minore di un valore fissato  $E_{max}$ . Nel calcolo di tale energia non viene considerata l'energia associata al leptone in esame. Nei paragrafi seguenti vengono presentati i risultati dell'analisi nei differenti canali di decadimento; per i dettagli dell'analisi si rimanda alla bibliografia [7].

### 2.2.1 Canale $e \mu$

La segnatura in esame richiede la presenza di un elettrone e di un muone con carica elettrica opposta, ognuno con un'energia trasversa superiore a 15 GeV. Questa richiesta, unitamente al taglio di isolamento ( $E_t < 5\text{GeV}$  in un cono  $\Delta R = 0.4$ ), permette di eliminare il fondo degli eventi  $b\bar{b}$ ; il contributo derivante dal decadimento  $Z \rightarrow \tau\tau$  è eliminato richiedendo che la separazione azimuthale tra i due leptoni sia  $\Delta\phi < 160^\circ$ . A questi tagli sopravvive un solo candidato, descritto nella tabella seguente:

	carica	$p_t$ GeV/c	$\eta$	$\phi$ (deg)
elettrone centrale	+	31.7	-.81	132
muone centrale	-	42.5	-.80	269
muone (forward)	+	9.9	-2.0	98
jet 1		14	1.1	341
jet 2		5	-2.8	88

La topologia non è caratteristica degli eventi di fondo, (specialmente la presenza di un secondo muone nella regione in avanti), ma un solo evento non permette di arrivare ad alcuna conclusione.

### 2.2.2 Canali $ee$ , $\mu\mu$

La segnatura è costituita da una coppia di leptoni  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  di segno opposto. Gli eventi di fondo, derivanti dal decadimento  $b\bar{b}$ , sono eliminati con i tagli sul momento trasverso e sull'isolamento.

Gli eventi  $Z^0$  sono rimossi richiedendo :

- 1 )  $M_{ll} < 75 \text{ GeV}$  o  $M_{ll} > 105 \text{ GeV}$
- 2 )  $20^\circ < \Delta\phi_{ll} < 160^\circ$
- 3 )  $E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$

L'energia trasversa mancante ( $E_T^{miss}$ ), viene utilizzata per identificare un neutrino : quest'ultimo non interagisce e la sua presenza in un evento viene dedotta dall'apparente non bilanciamento dell'energia trasversa. Dopo aver applicato tutti i tagli nel canale in esame, non restano eventi.

### 2.2.3 Canale $e + jet$

Il decadimento

$$t\bar{t} \rightarrow e\nu b q\bar{q}\bar{b} \quad (\mu\nu b q\bar{q}\bar{b})$$

è caratterizzato dalla presenza, nello stato finale, di un elettrone o un  $\mu$  isolato, con momento trasverso  $p_t > 20 \text{ GeV}$ . Si richiede poi:

- 1 ) un momento trasverso mancante maggiore di 20 GeV,
- 2 ) l'assenza di un ulteriore leptone tale che la massa invariante con il primo leptone cada in un intervallo di  $\pm 20 \text{ GeV}$  centrato attorno al valore di  $M_Z$ ,
- 3 ) la presenza di un secondo jet [8] ( $|\eta| < 2$ ,  $p_T > 10 \text{ GeV}$ ).

Il fondo derivante dagli eventi  $W + jet$  viene ridotto richiedendo la presenza di un  $\mu$  isolato, derivante dal decadimento a cascata  $b \rightarrow \mu$ , o  $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ . Come nel caso precedente, i tagli eliminano tutti gli eventi del campione.

### 2.2.4 Limiti

Utilizzando le previsioni teoriche per il calcolo della sezione d'urto  $\sigma_{t\bar{t}}$ , dal numero di eventi osservati è possibile derivare un limite sulla massa del quark top, in accordo alla formula 2.1. I valori di  $A_{top}$  (calcolati tramite un programma di simulazione) dipendono da  $M_{top}$  [7]. La figura 5 mostra il limite superiore alla sezione d'urto  $\sigma_{t\bar{t}}$  in funzione della massa del top e il calcolo di questa sezione d'urto [9] all'ordine  $\alpha_s^3$ . Nel caso piú pessimistico il limite a  $M_{top}$  si ottiene dall'intersezione tra la curva che rappresenta il limite a  $\sigma_{t\bar{t}}$  e la banda delle previsioni teoriche.



Al 95% di livello di confidenza si ottiene  $M_{top} > 72 \text{ GeV}$  per l'analisi  $e\mu$  [10],  $M_{top} > 85 \text{ GeV}$  per l'analisi di dileptoni, e  $M_{top} > 91 \text{ GeV}$  per la combinazione dell'analisi di dileptone con l'analisi di  $t \rightarrow b \rightarrow \mu$ .

È da ricordare che questo limite vale nell'assunzione

$$BR(W \rightarrow e\nu) = \frac{1}{9}$$

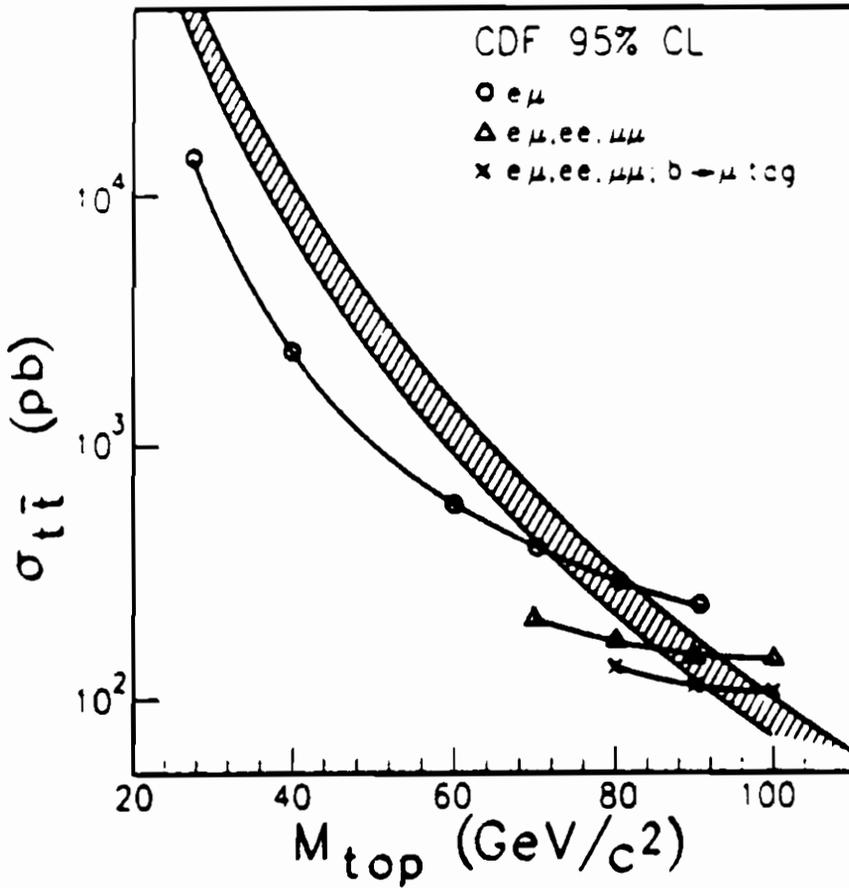
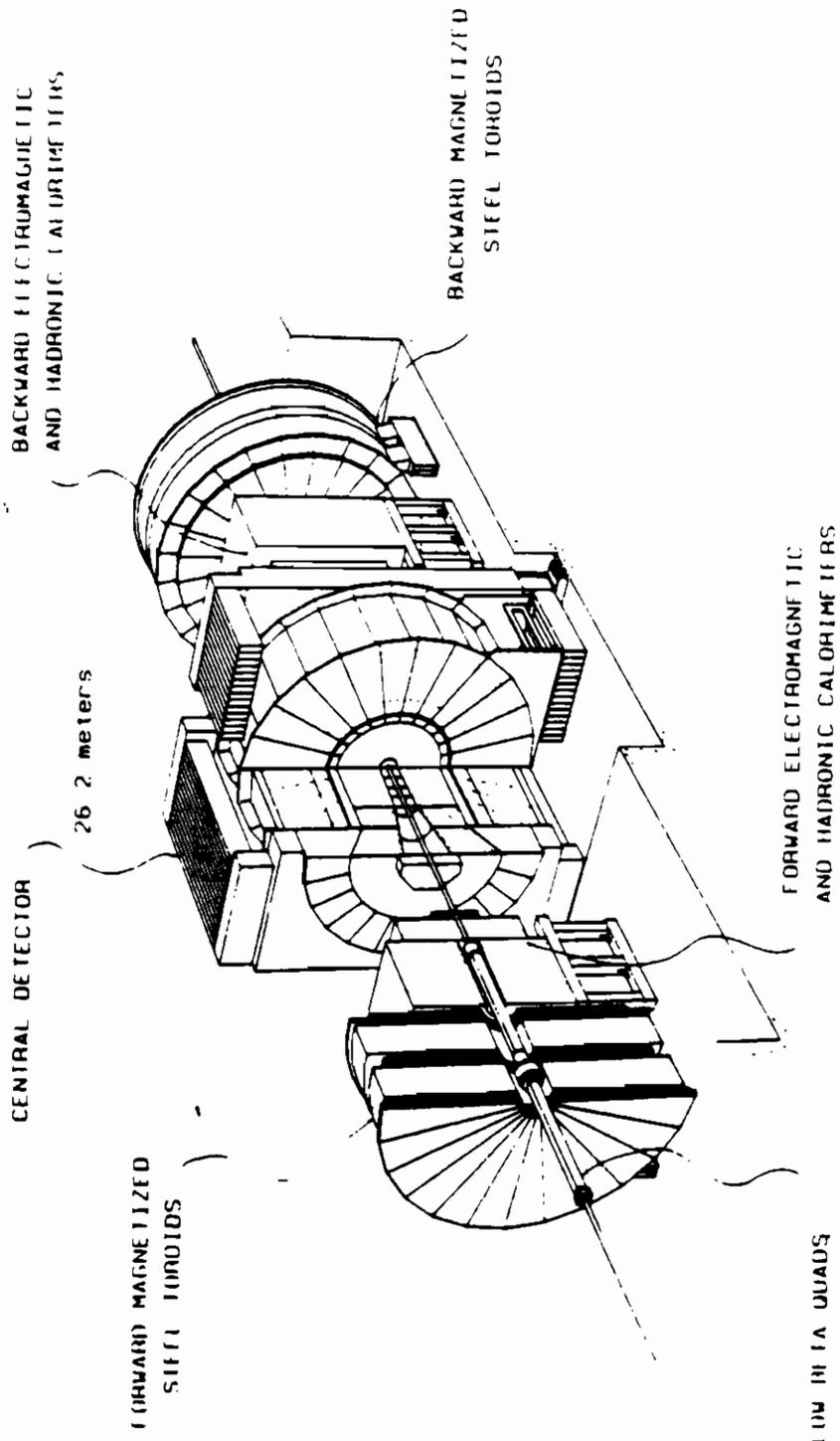


Figura 5: Limiti inferiori sulla sezione d'urto



*Vista prospettica del rivelatore CDF*

### 2.3 Limiti degli esperimenti $e^+e^-$

Le collaborazioni LEP e SLC [11] ( $e^+e^-$ ,  $\sqrt{s} = 90 \text{ GeV}$ ) hanno ottenuto un limite  $M_{top} > 44 \text{ GeV}$  (95% CL). Tale limite è indipendente da qualsiasi assunzione sui BR di decadimento.

Il limite viene ottenuto a partire dagli eventi adronici :

$$N_{had} = N(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}),$$

descritti come :

$$N_{had} = N_5 + N_6$$

dove  $N_5$  ed  $N_6$  sono rispettivamente il numero di eventi i cui jet sono originati da 5 ( $u, d, c, s, b$ ) e 6 quark. Il confronto con simulazioni Montecarlo, ottenute in corrispondenza a differenti valori di  $M_{top}$  e quindi di  $N_5$  e  $N_6$ , permette di ricavare il limite su  $M_{top}$ .

## 3. Misure indirette

Vengono presentati ora i limiti ottenuti utilizzando le misure sperimentali di grandezze, il cui valore viene previsto nell'ambito del modello standard come funzione della massa del top.

### 3.1 Misura della larghezza del W

Gli esperimenti al collider  $p\bar{p}$  hanno misurato la quantità  $R$  [12] definita come

$$R = \frac{\sigma_W^l}{\sigma_Z^l} \frac{\Gamma(W \rightarrow l\nu)}{\Gamma(Z \rightarrow ll)} \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_W}$$

dove  $\frac{\sigma_W^l}{\sigma_Z^l}$  e  $\frac{\Gamma(W \rightarrow l\nu)}{\Gamma(Z \rightarrow ll)}$  sono quantità calcolate, e  $\Gamma_Z$  è il valore misurato a LEP [13]. È possibile quindi ricavare il valore di  $\Gamma_W$  ( $\Gamma_W = 2.15 \pm 0.11 \text{ GeV}$ ) e confrontarlo con le aspettative teoriche. In

figura 6 viene presentato il risultato ottenuto dalla collaborazione UA2 :  $M_{top} > 53 \text{ GeV}$  al 95% CL [14]. Combinando le misure di UA2, UA1 [15] e CDF [16] si ottiene  $M_{top} > 55 \text{ GeV}$ . Questi limiti sono direttamente confrontabili con il risultato ottenuto a LEP, in quanto non viene fatta alcuna assunzione sui branching ratio di decadimento.

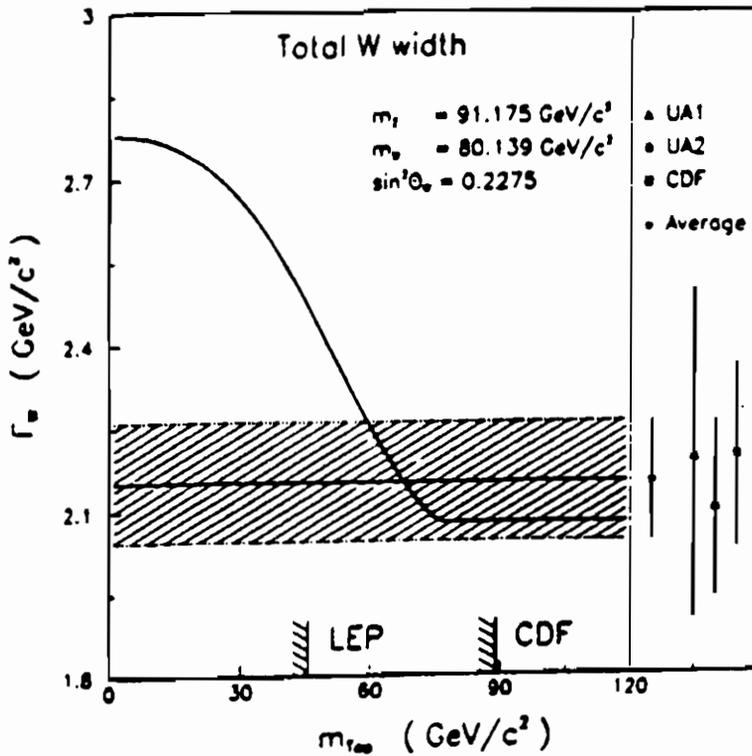


Figura 6: Larghezza del  $W$  in funzione di  $M_{top}$

### 3.2 $M_{top}$ dalle correzioni radiative

Le correzioni radiative sono legate ai diagrammi di ordine superiore in cui entrano particelle di massa nota e non. Per ogni osservabile sperimentale si esprimono le previsioni del modello standard in funzione di  $M_{top}$  e  $M_{Higgs}$ , ottenute dalle correzioni radiative

$$\delta r = f(M_{top}^2, \log M_{Higgs}),$$

che dipendono quadraticamente dalla massa del top e logaritmicamente dalla massa dell' Higgs. Utilizzando i dati ottenuti da esperimenti ad alta energia (*LEP*, *UA2*) e da esperimenti a bassa energia (scattering  $e\nu$ , violazioni di parità nei nuclei atomici, deep inelastic scattering), si ottiene una regione consentita nel piano  $M_{top}$ - $M_{Higgs}$ , rappresentata in figura 7 [18].

Lasciando libera di variare la massa dell' Higgs si ottiene come valore più probabile per la massa del top

$$M_{top} = 121_{-28}^{+26} GeV$$

e fissando la massa del top a 130 GeV [19], si ottiene

$$M_{Higgs} = 30_{-24}^{+180} GeV$$

Combinando le misure di  $m_Z$  e di  $m_W/m_Z$  con le correzioni radiative a  $\sin^2\theta_W$  [19], si ottiene un limite superiore a  $M_{top}$ :

$$M_{top} < 200 GeV$$

Per i dettagli su questo argomento si rimanda alla bibliografia [17].

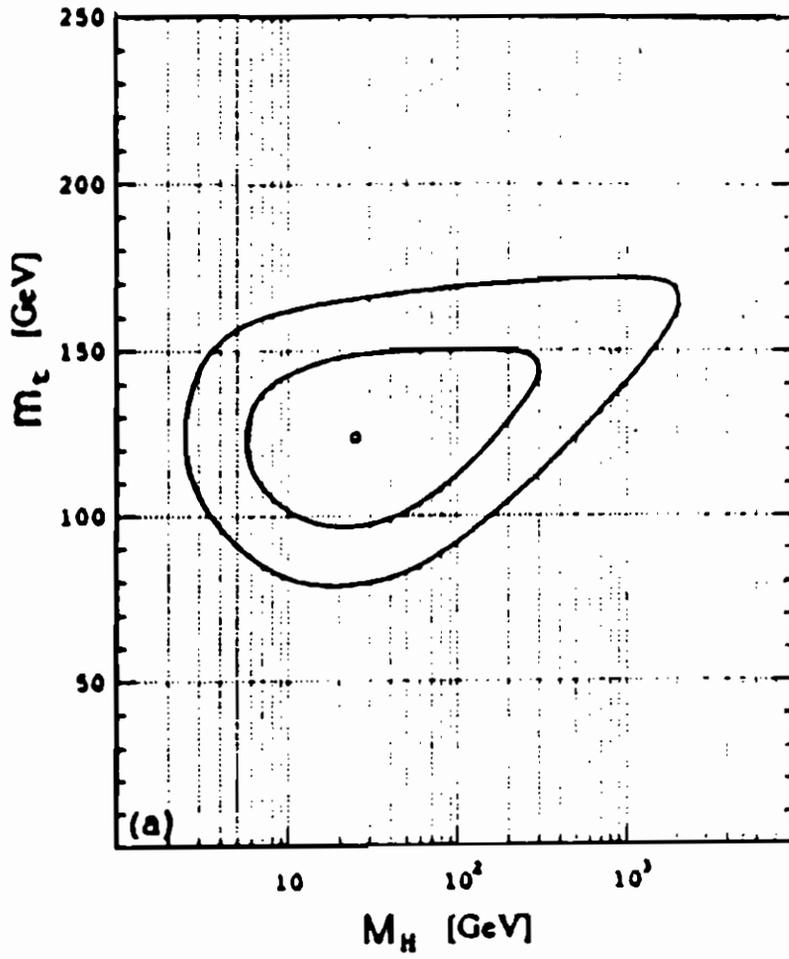


Figura 7: Regione consentita nel piano  $M_{Higgs}$ -  $M_{top}$

## 4. Ricerche future

In figura 8 sono riassunti i limiti presentati nei paragrafi precedenti.

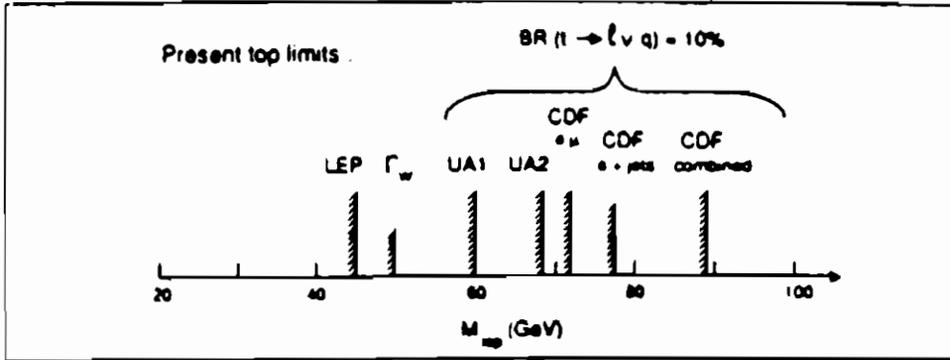


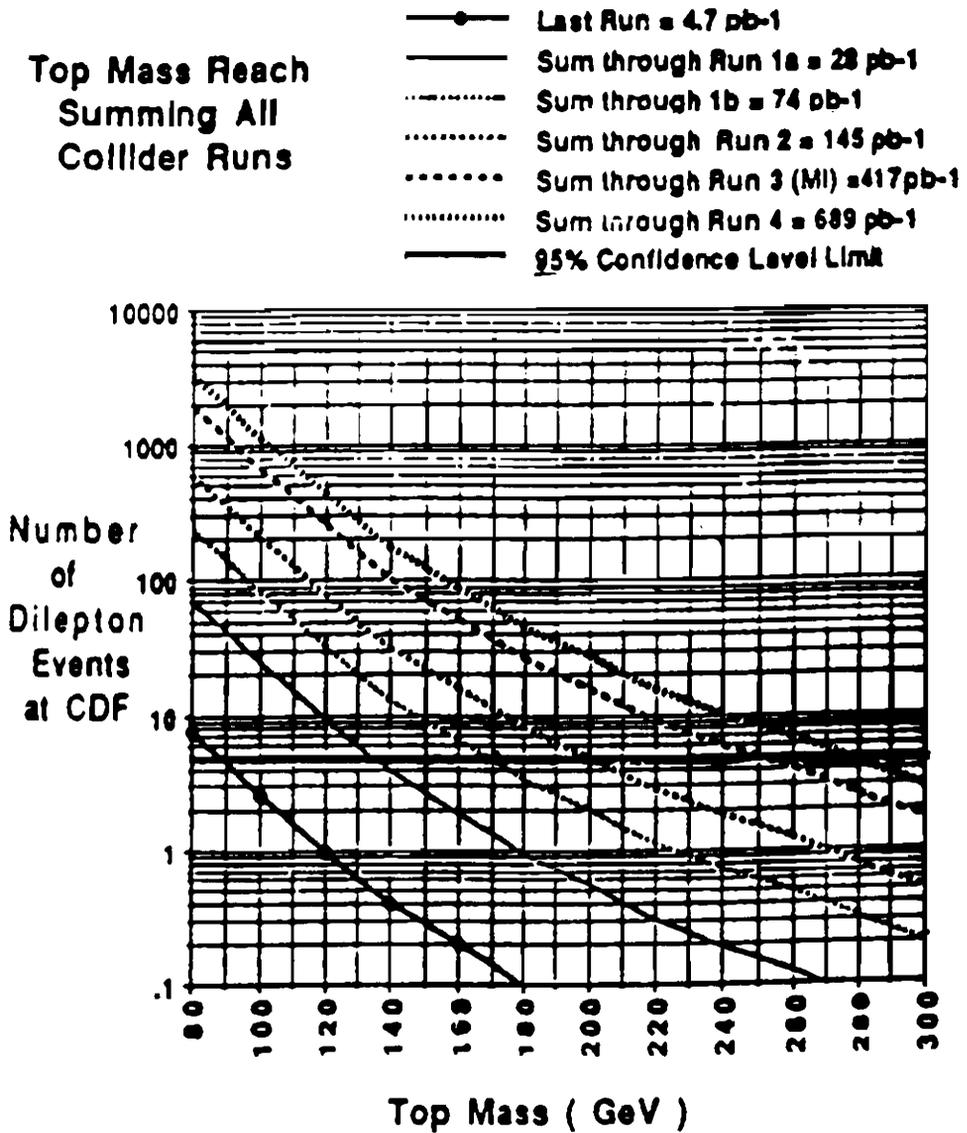
Figura 8: limiti su  $M_{top}$

Il limite piú stringente è quello ottenuto da *CDF*,  $M_{top} > 91$  GeV. Attualmente l'esperimento *CDF* è in fase di presa dati[20] e, con una luminosità integrata pari a  $25/75/100/325 \text{ pb}^{-1}$ , può escludere masse maggiori di  $120/160/170/200$  GeV (figura 9) L'osservazione del quark top, in regioni di massa superiori ai  $150$  GeV, risulta comunque problematico, a causa della bassa statistica.

Le future macchine acceleratrici *LHC* [21] e *SSC* [22] ( $\sqrt{s}=16, 40$  TeV), che diventeranno operative nel prossimo decennio, permetteranno di rivelare il top e di misurarne massa e branching ratio. In figura 10 è mostrata la sezione d'urto di produzione di coppie  $t\bar{t}$  in funzione di  $M_{top}$ , per differenti valori dell'energia del centro di massa [23]: per  $M_{top} = 200$  GeV, la sezione d'urto ad *LHC* è circa 200 volte quella a *CDF*. Ad una luminosità di  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  sono previste circa  $10^6 - 10^7$  coppie  $t\bar{t}$  all'anno.

Sono state effettuate simulazioni Montecarlo per studiare le principali segnature del quark top e i relativi fondi. Lo scopo è quello di definire i criteri di selezione per ottenere un campione che permetta l'osservazione del top e misure precise di massa e branching-ratio. Le metodologie sono simili a *LHC* e *SSC*, le differenze

risiedono nell'errore ottenibile nelle differenti misure [21]. Nei paragrafi seguenti vengono riassunti i risultati presentati al congresso di Aachen nel 1990 [25].



*Figura 9: Limiti di esclusione di  $M_{top}$  in funzione della luminosità integrata*



## 4.1 Ricerche del top ad LHC

### 4.1.1 Produzione

I meccanismi di produzione del top ad LHC ( $\sqrt{s} = 16 \text{ TeV}$ ) e le sezioni d'urto sono mostrati in figura 11a e 11b [23]. Come visto precedentemente, poichè

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b}$$

due saranno i canali utilizzati per l'analisi:

- 1 )  $t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow l\nu l\nu b\bar{b}$
- 2 )  $t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow l\nu q\bar{q} b\bar{b}$

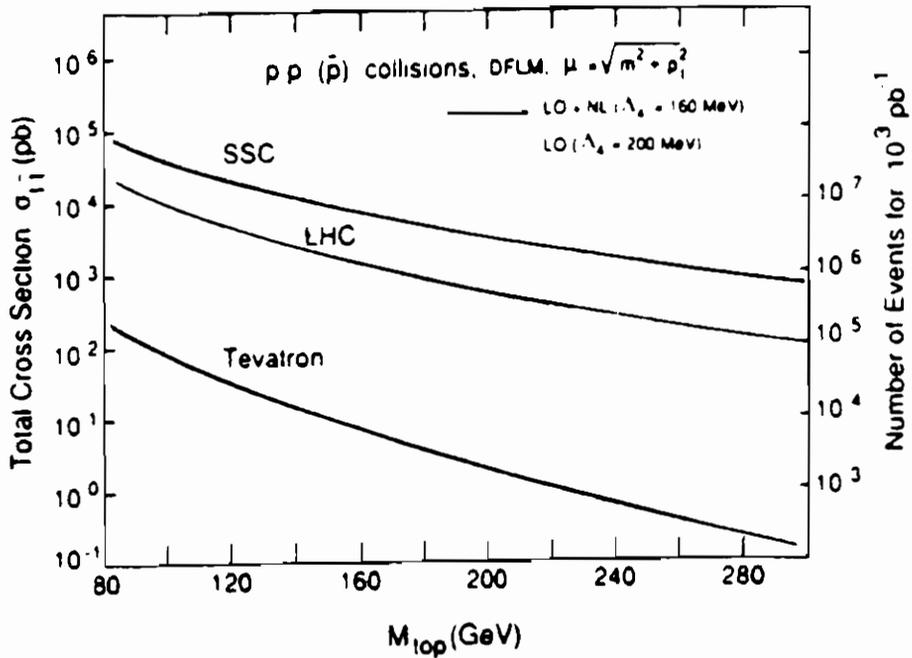


Figura 10: sezione d'urto di produzione di coppie  $t\bar{t}$

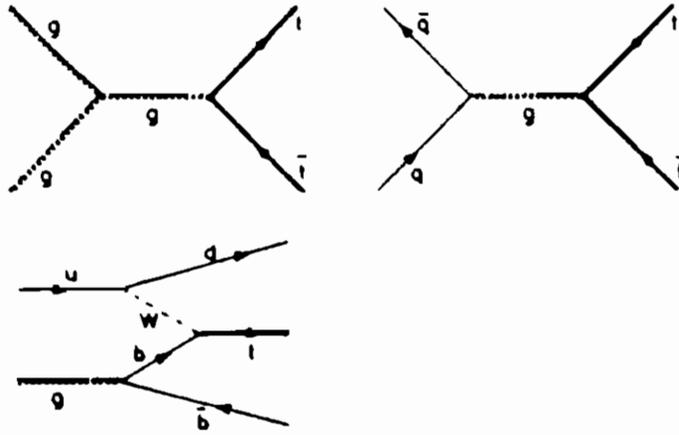


Figura 11a: meccanismi di produzione

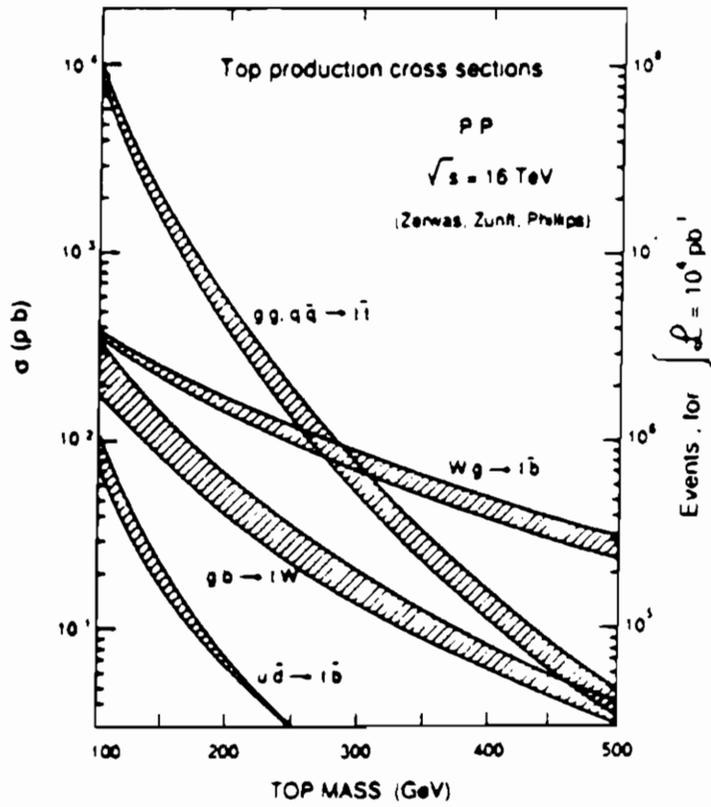
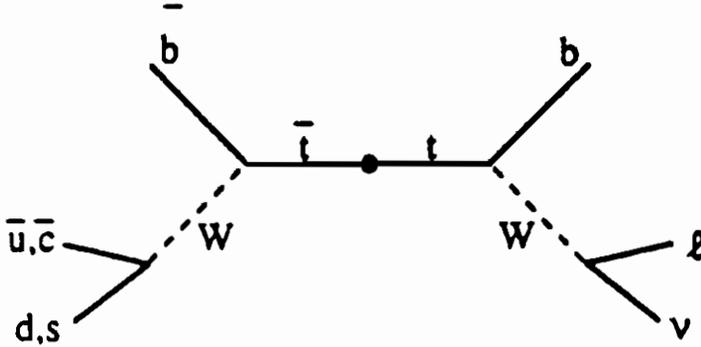


Figura 11b: sezione d'urto di produzione

### 4.1.2 Ricerca del top nel canale di leptone singolo

Il diagramma di Feynman del processo in esame è il seguente :



Il fondo principale è costituito dagli eventi

- 1 )  $b\bar{b}(c\bar{c}) \rightarrow l\nu + jet$
- 2 )  $W + jet \rightarrow l\nu + jet$
- 3 )  $W^+ W^- \rightarrow l\nu + jet$

Il rapporto segnale/rumore ( $S/B$ ), considerando solo gli eventi  $b\bar{b}$ , è circa  $10^{-6}$ ; il fondo  $W + jet$  è meno consistente, ma supera il segnale di un ordine di grandezza, mentre, per  $M_{top} < 150 \text{ GeV}$ , il fondo  $W^+ W^-$  è trascurabile [27]. Gli eventi  $b\bar{b}$  possono essere eliminati richiedendo la presenza di un leptone carico con  $p_t > 50 \text{ GeV}$ , che deve essere isolato ( $\Sigma E_t < 10 \text{ GeV}$  in un cono di raggio  $\Delta R(\phi, \theta) = 0.4$ ). Nell'evento si richiede anche che siano presenti 2 jet, tali che  $M_{jj} = M_W \pm \delta M_W$ , e che ci sia momento trasverso mancante. Combinando tali richieste, si ottiene  $S/B \approx 5$ .

Gli eventi  $W + jet$  si eliminano con tagli cinematici sull'energia trasversa e sulla rapidità di jet e leptoni, in quanto la produzione di coppie  $t\bar{t}$  è più centrale rispetto a quella  $W + jet$ .

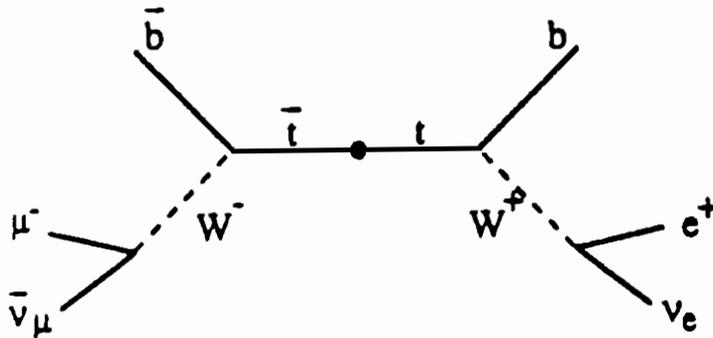
Richiedendo la presenza di almeno 3 jet con  $E_t^{jet} > 40 \text{ GeV}$ ,  $|\eta_{jet}| < 1.5$  e  $p_t^l > 30 \text{ GeV}$ , il rapporto segnale/rumore è circa 2. Un ulteriore fattore di ricezione 3 si può ottenere richiedendo che la massa invariante del sistema jet-jet sia  $M_{jj} = m_W \pm 20 \text{ GeV}$ . Con una luminosità di  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , il numero di eventi  $t\bar{t}$  osservato in un anno è previsto essere  $6 \times 10^4$  se  $M_{top} = 150 \text{ GeV}$ ; questo numero è sufficientemente ele-

vato da consentire un ulteriore miglioramento del rapporto segnale/rumore, a spese dell'efficienza, richiedendo che nell'evento ci sia un decadimento di un quark  $b$ , identificato dalla presenza di un muone a basso momento trasverso.

Il canale in leptone singolo verrà utilizzato nei primi periodi della presa dati, in condizione di bassa luminosità. Per poter utilizzare un taglio di isolamento molto selettivo è necessaria una buona segmentazione calorimetrica, per un taglio sul momento trasverso mancante una buona copertura angolare.

#### 4.1.3 Canale in due leptoni

Il diagramma di Feynman corrispondente è il seguente:



Come nel caso precedente, il fondo più pericoloso è costituito dagli eventi  $b\bar{b}(g) \rightarrow l\nu l'\nu' + jet$ . In figura 12 viene mostrata la dipendenza dall'energia del segnale  $t\bar{t}$  e degli eventi  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$  [27]. Inizialmente il fondo  $b\bar{b}$  è maggiore del segnale di circa 6 ordini di grandezza. Poiché  $\langle p_T^b \rangle \approx m_b \approx 5 \text{ GeV}$ , mentre  $\langle p_T^{top} \rangle \approx M_{top} \approx 100 \text{ GeV}$ , richiedere 2 leptoni con  $p_T^l > 50 \text{ GeV}$  e  $|\eta| < 1.5$ , permette di migliorare il rapporto  $S/B$  (figura 12). L'isolamento dei leptoni, provenienti da  $t\bar{t}$  e  $b\bar{b}$ , è mostrato in figura 13: richiedendo  $\Sigma E_t < 10 \text{ GeV}$  in un cono  $\Delta R(\phi, \theta) = 0.4$ , l'efficienza per i leptoni da  $t\bar{t}$  è circa 80% e per i leptoni da  $b\bar{b}$  5%. Un ulteriore fattore di reiezione  $\approx 5$  è ottenibile con tagli sulla distribuzione azimutale (figura 14). Questo

canale dipende solo da quantità misurabili localmente (momento trasverso e isolamento) e non richiede selezioni su quantità globali, come il momento trasverso mancante. Il decadimento in due leptoni verrà utilizzato nelle fasi ad alta luminosità, in quanto la perdita di ricezione del taglio in isolamento, causata dalla sovrapposizione di più eventi nello stesso bunch-crossing, può essere compensato da un taglio più severo sul momento trasverso.

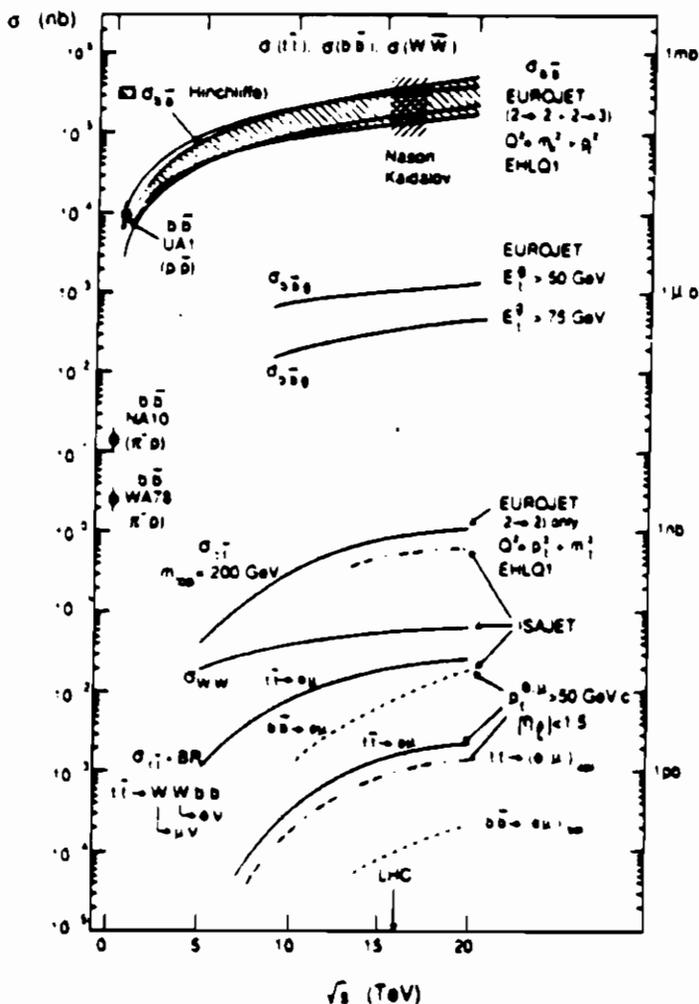


Figura 12: dipendenza dall'energia del del segnale  $t\bar{t}$  e  $b\bar{b}$

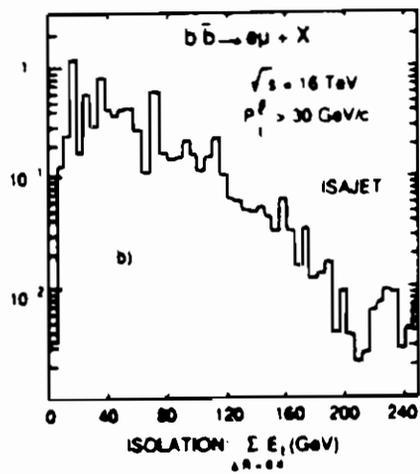
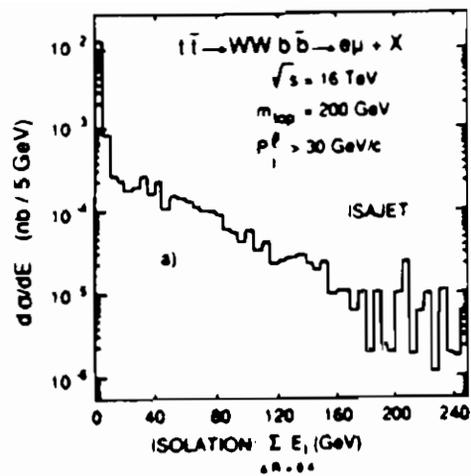


Figura 13 : distribuzione dell'isolamento del leptone in eventi  $t\bar{t}$  e  $b\bar{b}$

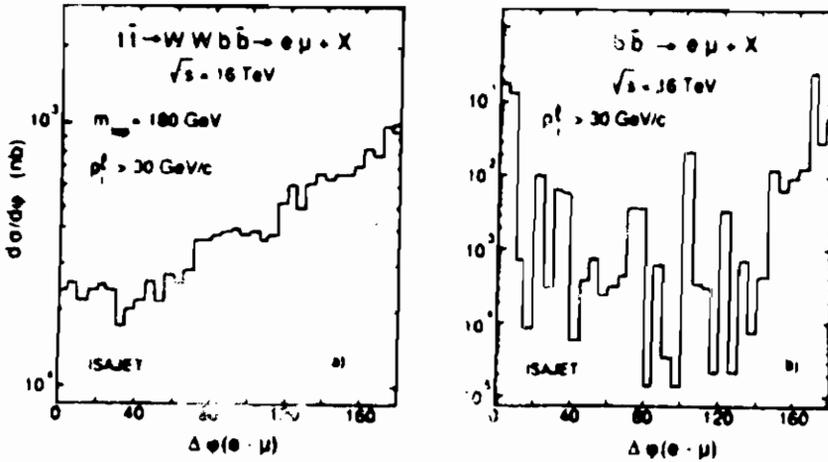


Figura 14: correlazioni azimutali tra i due leptoni

## 4.2 Misura della massa [28]

### 4.2.1 Misura della massa nel canale leptone singolo

La misura della sezione d'urto  $\sigma_{t\bar{t}}$  permette di determinare  $M_{top}$  con un errore  $\delta M_{top} \pm 15 \text{ GeV}$  [26].

Nel canale di leptone singolo la massa  $M_{top}$  può essere ottenuta ricostruendo la massa invariante dei 3 jet associati nell'emisfero opposto al leptone isolato. Questo metodo di misura è fortemente dipendente dalle calibrazioni e dalla definizione di jet. In figura 15a viene mostrata la massa invariante  $m_{jj}$  di tutte le coppie di jet, e, in figura 15b, la massa  $m_{jjj}$  di tutti i sistemi a 3 jet, due dai quali soddisfano alla condizione  $|m_{jj} - m_{W}| < 20 \text{ GeV}$ , e il terzo soddisfa a  $p_t > 50 \text{ GeV}$  (simulazione per  $M_{top} = 130 \text{ GeV}$ ). I jet sono ricostruiti in un cono di raggio  $\Delta R = 0.4$ ; le risoluzioni utilizzate sono le seguenti:

- 1 )  $\Delta E/E = 15\%/\sqrt{E} + 1\%$  per gli elettroni
- 2 )  $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E} + 2\%$  per i jet
- 3 )  $\Delta p/p = 15\%$  per i muoni

In figura 16a e 16b sono mostrate le stesse distribuzioni per  $M_{top}$

$\approx 200 \text{ GeV}$ . L'errore sulla determinazione della massa, dovuto alle incertezze sistematiche, è stimato essere  $\approx 8 \text{ GeV}$ .

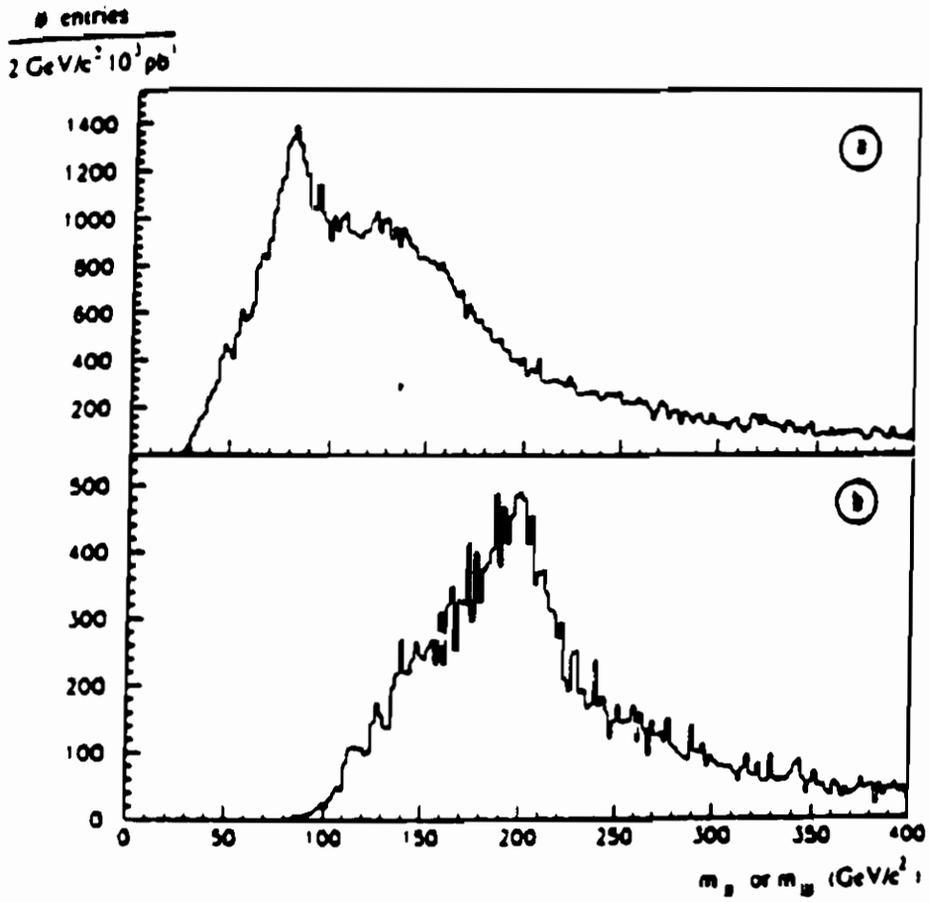


Figura 15: distribuzione di massa invariante  $m_{jj}$  (a) e  $m_{jjj}$  (b) per eventi  $t\bar{t}$  con  $M_{top} = 130 \text{ GeV}$



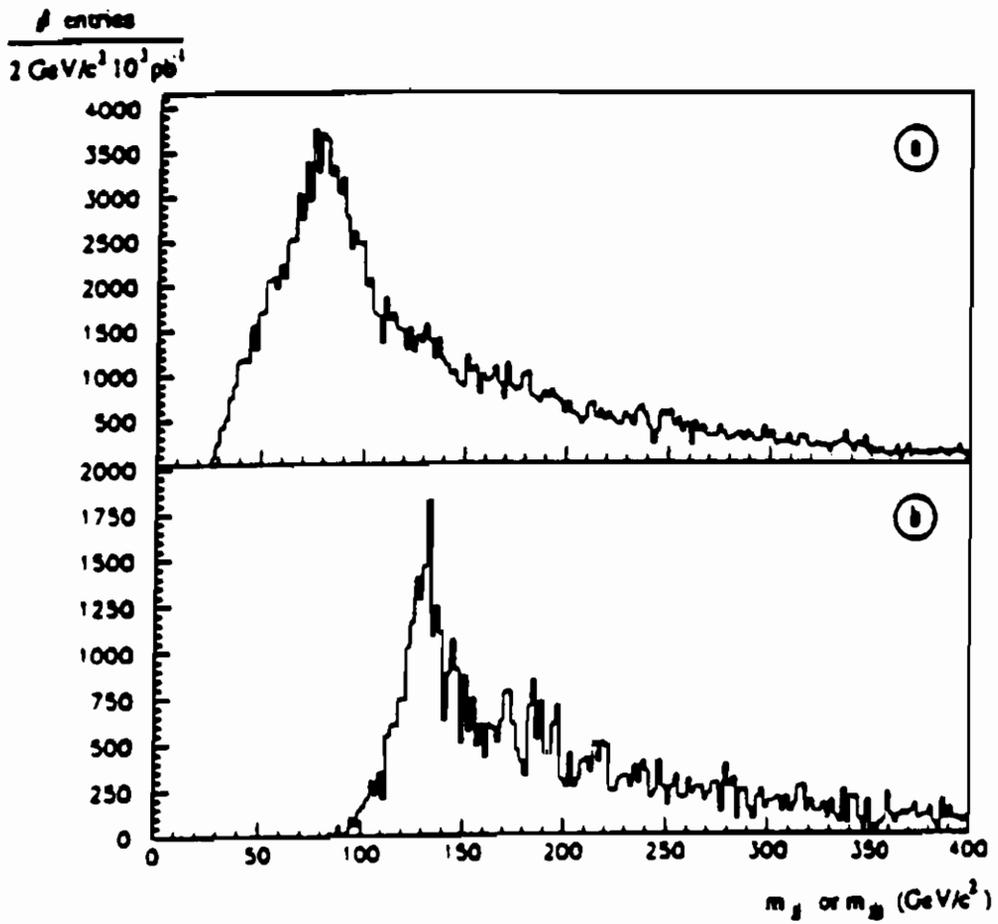


Figura 16: distribuzione di massa invariante  $m_{jj}$  (a) e  $m_{jjj}$  (b) per eventi  $t\bar{t}$  con  $M_{top} = 200 \text{ GeV}$

### 4.2.2 Misura della massa nel canale in due leptoni

In questo canale, a causa della presenza del neutrino, non si può ricostruire direttamente la massa del top. È possibile misurare la massa del sistema leptone-muone, con il leptone proveniente dal decadimento del  $W$  e il muone da quello del  $b$ . Dal confronto con le simulazioni Montecarlo, ottenute in corrispondenza a differenti valori di  $M_{top}$ , si può ottenere  $M_{top}$  con un errore  $\delta M_{top} \approx \pm 5 \text{ GeV}$ .

### 4.3 Misura del branching-ratio

Come detto nel paragrafo 1.2, nell'ambito del modello standard il quark top è previsto avere un unico canale di decadimento. Ad *LHC* sarà possibile verificare tale assunzione, misurando il rapporto tra la sezione d'urto in due e in un leptone, proporzionali rispettivamente alla seconda e alla prima potenza del  $BR(t \rightarrow W)$ . Questo parametro è sensibile alla fisica oltre il modello standard, e, in particolare, qualora fosse diverso da 1, (figura 17) rivelerebbe l'esistenza di un Higgs carico (*Minimal Supersymmetric Standard Model*) [30,31]. L'errore previsto sulla misura del branching ratio è circa del 5% [28].

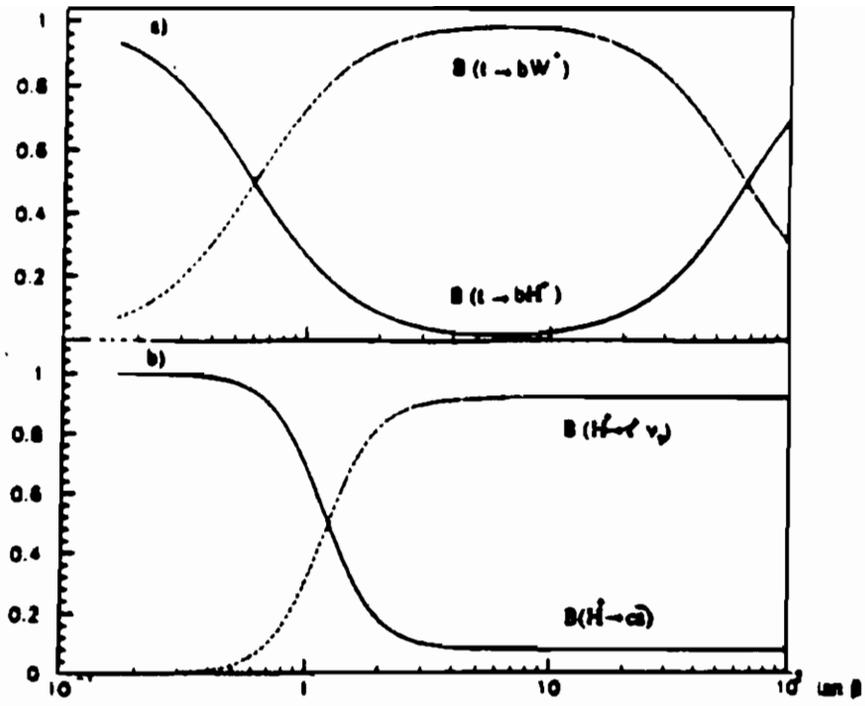
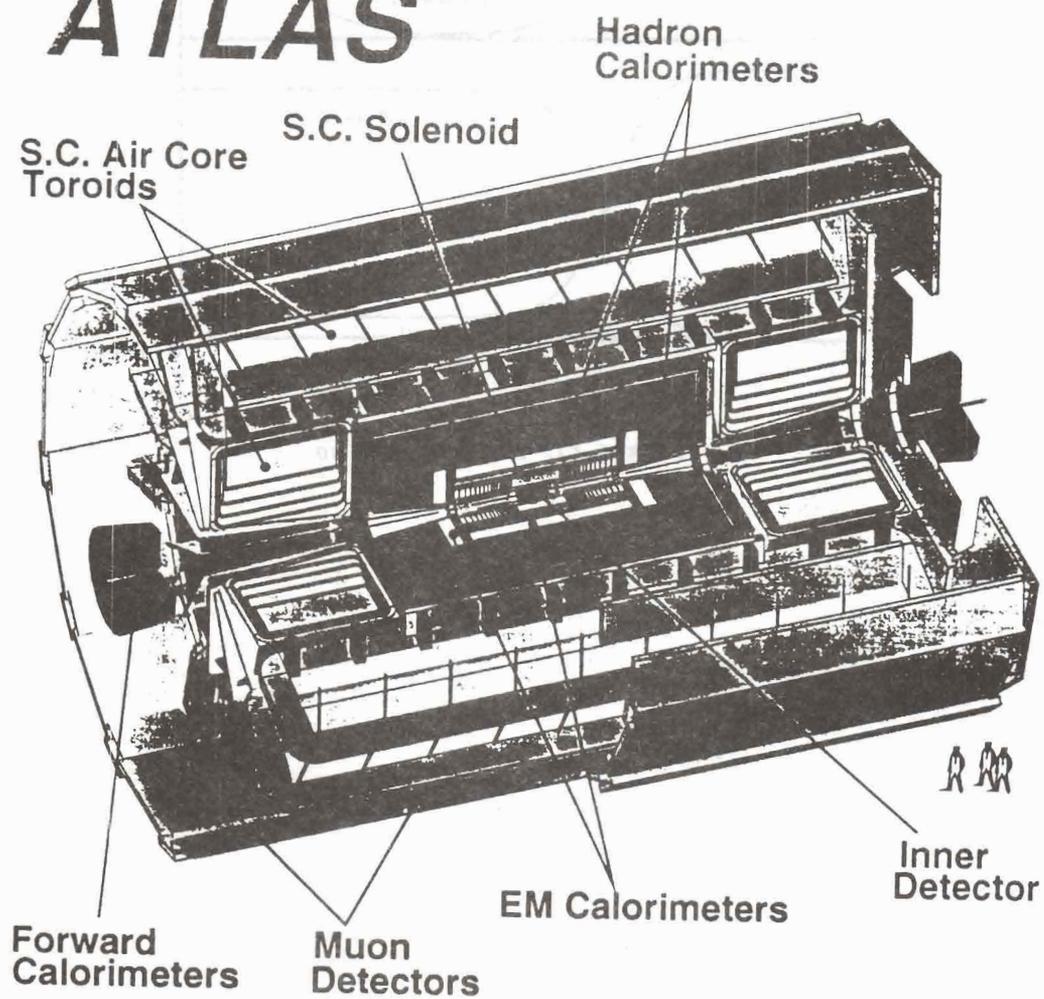


Figura 17: Branching ratio

# ATLAS



*Il rivelatore ATLAS, per il collider LHC*

## Conclusioni

Il limite più stringente sulla massa del top è quello ottenuto dalla collaborazione *CDF*, assumendo il decadimento del modello standard minimale :

$M_{top} > 91 \text{ GeV}$  al 95% C.L.

Considerando anche un decadimento in Higgs carico,  $t \rightarrow bH^+$ , da LEP e SLC si ottiene  $M_{top} > M_z/2$ .

Un'analisi dei dati elettrodeboli, includendo deep inelastic scattering e violazioni di parità nei nuclei atomici e misura di  $\Gamma_W$ , indica come più probabile il valore  $M_{top} = 130 \text{ GeV}$ . Se la massa del top non è troppo elevata, il top può essere scoperto a *CDF*, *LHC* e *SSC* vedranno il top in qualsiasi range di massa (purché compatibile con il modello standard) , sia nel canale in leptone singolo, sia in quello in doppio leptone. La misura di massa più precisa è ottenibile nel canale in due leptoni, con  $\delta m = 5 \text{ GeV}$ . Grazie all'elevata statistica, si potranno studiare i decadimenti del top non standard, come  $t \rightarrow bH^+$ .

## BIBLIOGRAFIA

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961);  
S. Weinberg, Phys.Rev.Lett. 19, 1264 (1967);  
A.Salam, in *Elementary Particle Theory : Relativistic Groups and Analyticity*(nobel Symnposium No. 8),  
edited by N.Svartholm (Almqvist and Wiksell, Sweden,  
1968), p.367.  
S.L.Glashow, J.Illiopoulos, and L.Maiani, Phys.Rev.D 2,1285  
(1970);  
M.Kobayashi and M.Maskawa,Prog.Theor.Phys.49,652(1973)
  
- [2] A.Bean et al., Phys.Rev. D 35, 3533 (1987)
  
- [3] W.Bartel et al., Phys.Lett. 146B, 437 (1984)
  
- [4] M.Gluck, J.F. Owens and E.Reya, Phys.Rev.D17(1978)2324.  
B.L. Combridge, Nucl.Phys. B151(1979)429.  
M.Contreras in "Physics in Collision 10", Durham N-C, June  
1990, eds. A. Goshaw and L.Montanet 164.
  
- [5] F.Abe et al., Nucl. Instrum. Methods A 271, 387 (1988)  
D.Amidei et al., Nucl. Instrum. Methods A 269, 51 (1988)
  
- [6] F.Abe et al.,Phys. Rev. Lett. 64, 142 (1990);  
F.Abe et al., Phys. Rev. D 43, 664 (1991)  
F.Abe et al.,Phys. D 44, 29 (1991)
  
- [7] CDF Collaboration, Phys.Rev.Lett.68(1992)147  
CDF Collaboration, Phys.Rev.D 45, 11 (1992)

- [8] F.Abe et al., Phys. Rev. Lett. 62, 613 (1989)
- [9] G.Altarelli, M.Diemoz, G.Martinelli, and P.Nason, Nucl.Phys. B308, 724 (1988);  
R. K. Ellis, Reports No. Fermilab-Pub-91/30-T  
P.Nason, S.Dawson, and R.K.Ellis, Nucl.Phys. B303, 607 (1988)
- [10] F.Abe et al., Phys. Rev. Lett. 64, 147 (199)
- [11] a) Mark 2 Coll.: G.S.Abrams et al., Phys.Rev.Lett.63(1989) 2447  
b) OPAL Coll: M.Z. Akrawy et al., Phys.Lett B236(1990)364  
c) ALEPH Coll: D.Decamp et al., Phys.Lett.B236(1990)511  
d) DELPHI Coll:P.Abreu et al., Phys.Lett.B242(1990)536
- [12] N.Cabibbo, Proceedings 3rd Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Rome 1983,  
CERN 83-04(1983)567  
F.Halzen and K.Mursula, Phys.Rev.Lett. 51(1983)857.  
H.Plothow-Besch, CERN-PPE/91-206(november 1991)
- [13] J.Carter Lepton Photon/EPS Conference, Geneva, July 1991
- [14] UA2 Colaboration: J.Alitti et al., CERN-PPE/91-162 (September 1991)
- [15] UA1 Collaboration : C.Albajar et al., Phys Lett.B253(1991) 503
- [16] CDF Collaboration: F.Abe et al., Phys.Rev.Lett.64(1990) 152

- [17] M.Veltman, Nucl.Phys.B123(1977)89.  
 a) F.Jegerlehner, PSI-PR-91-08 (april 1991);  
 Prog.Part.Nucl.Phys.27(1991)  
 b) W.Hollik, Fortschr. Phys.38(1990)165.;  
 MPI-PAE/Pth 62/90 (october 1990)  
 MPI-PAE/Pth 69/90 (november 1990).  
 c) G.Altarelli, Proceedings of the 1989 International  
 Symposium on Lepton and Photon Interactions at High  
 Energies, Stanford, August 1989 ed. M.Riordan, p.286;  
 G.Altarelli, CERN-TH 6206/91 (august 1991)  
 d) F.Halzen and D.A. Morris "Physics in collision 10"  
 Durham, June 1990, eds. A.Goshaw L.Montanet, 225.
- [18] J. Ellis, G.L. Fogli, E.Lisi CERN-TH.6568/92
- [19] P.Langacker, Phys. Rev. Lett.63 (1989) p.1920  
 J.Ellis and G.L.Fogli, Phys. Lett. B232 (1989) p.139  
 J.Ellis and G.L.Fogli, CERN-TH 5862 (1990)  
 A.Blondel, CERN-EP 90-10 (1990)  
 F.Halzen and D.A.Morris, Phys.Lett.B237(1990) 107  
 D. Decamp et al.(ALEPH Coll.),Z.Phys C48 (1990) 365  
 G.Passarino, Phys. Lett. B247 (1990) 587  
 B.W. Lynn and E.Nardi, CERN-TH 5876/90 (1990)
- [20] CDF Collaboration, CDF/DOC/PUBLIC/1172
- [21] Design Study of the LHC, CERN 91-03(may 1991).
- [22] H.T. Edwards, Proceedings of the 2nd European Particle  
 Accelerator Conference, P.Mandrillon and P.Marin, Nice,  
 June 1990, p.356



- [23] E.Reya and P.Zerwas, ECFA LHC Workshop, Aachen (1990) vol.2  
W.Beenakker et al., DESY 90/064 (1990)  
R.J.N. Phillips, ECFA LHC Workshop, Aachen (1990) vol.2  
H.Reithler et al., ECFA LHC Workshop, Aachen (1990) vol.2
- [24] ATLAS Coll., Letter of intent, CERN/LHCC/92-1  
SDC Coll., Letter of intent, SDC-90-00085
- [25] Large Hadron Collider Workshop, Aachen 1990
- [26] G.Altarelli et al.,Nucl.Phys. B308 (1988) 724  
P.Nason et al.,Nucl.Phys.B303 (1988) 607  
W.Beenakker et al.,DESY 90/064 (May 1990)
- [27] F.Cavanna, ECFA LHC Workshop, Aachen (1990) vol.2
- [28] G.Unal and L.Fayard, ECFA LHC Workshop, Aachen (1990) vol.2
- [29] M.Felcini ECFA LHC Workshop, Aachen (1990) vol.2
- [30] J.F.Gunion,H.E.Haber,G.Kane and S.Dawson, The Higgs Hunter's Guide, (Addison and Wesley, 1990)
- [31] C.S.Li,R.J. Oakes,Phys.Rev.D43(1991)855; A.Méndez and A.Pomarol,  
Phys.Lett.B252(1990)461.

M.Drees and D.P.Roy, Phys.Lett.B269(1991)155.

[32] UA1 Collaboration Z.Phys.C48(1990)

[33] UA2 Collaboration Z.Phys. C16(1990)179.

**Adele Sassella**

**Dipartimento di Fisica "Alessandro Volta"  
Università di Pavia  
e  
Gruppo Nazionale di Struttura della Materia  
Sezione di Pavia**

**MODELLO A TETRAEDRI  
PER LA FUNZIONE DIELETTRICA DI SOLIDI AMORFI**

**Seminario tenuto il 1° dicembre 1992**

## Introduzione

Alcuni composti amorfi a base di silicio, quali lo stesso Si amorfo (a-Si) (che può essere molto diverso secondo le tecniche utilizzate per crescerlo),  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$  e  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}$  (con  $0 \leq x \leq 1$ ),  $\text{SiO}_x$  (con  $1 \leq x \leq 2$ ),  $\text{SiN}_x$  e  $\text{SiN}_x\text{H}$  (con  $0 \leq x \leq 1.3$ ), e  $\text{SiO}_x\text{N}_y$ , sono accomunati da una coordinazione tetraedrica tra gli atomi che li compongono. Essi possono cioè essere considerati come un insieme disordinato di strutture regolari costituite da un atomo di Si posto al centro di un tetraedro ai cui vertici sono posti, secondo i casi, singoli atomi di Si, O, C, N o uno di questi atomi legato ad un atomo di idrogeno. È, cioè, possibile individuare in questi composti un ordine a corto raggio che ha un ruolo fondamentale nel determinarne le proprietà ottiche.<sup>[1,2]</sup>

Questi materiali, che hanno carattere semiconduttore (ad esempio il Si amorfo, con gap energetico di circa 0.5 eV) o isolante (per esempio l' $\text{SiO}_2$ , con gap di circa 9 eV), suscitano un notevole interesse proprio per questa loro peculiare struttura parzialmente ordinata. Inoltre, essi trovano numerose applicazioni: per esempio, strati sottili di  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$  sono impiegati nella fabbricazione di dispositivi fotovoltaici,<sup>[3,4]</sup> mentre ossidi, nitruri e ossinitruri di silicio sono utilizzati come strati di passivazione in dispositivi microelettronici o come strati trasparenti<sup>[5,6]</sup> il cui indice di rifrazione può essere scelto variandone la stechiometria durante la crescita.

Un modello teorico che consenta di trattare tali materiali prevedendone alcune proprietà fisiche può essere di grande utilità, anche perchè offrirebbe un valido confronto con i risultati sperimentali.

Il primo modello di questo tipo che tenesse conto della coordinazione tetraedrica tra gli atomi è stato proposto da Philipp<sup>[7-9]</sup> negli anni Settanta per  $\text{SiO}_2$  e  $\text{SiO}_{1.5}$ . Si basa sull'assunzione che la risposta ottica di questi ossidi sia determinata principalmente dal loro caratteristico ordine a corto raggio e, in particolare, per energie inferiori agli 8 eV, ai tetraedri presenti del tipo Si-Si<sub>4</sub>, cioè con un atomo di Si al centro e altri quattro ai quattro vertici del tetraedro. La funzione dielettrica  $\bar{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$  complessa del materiale è poi dedotta in base ad un peso statistico assegna-

to a tali tetraedri in funzione della stechiometria del composto stesso. Il modello di Philipp, che ha l'importanza fondamentale di avere per primo utilizzato la struttura tetraedrica come unità base, si è rivelato non del tutto corretto, soprattutto alle basse energie.<sup>[10]</sup> Infatti, la combinazione lineare delle funzioni dielettriche delle strutture componenti (cioè i tetraedri) su cui esso si basa per valutare la funzione dielettrica del composto implica l'assunzione che il campo elettrico microscopico all'interno del materiale sia uniforme. Viene completamente trascurato, quindi, l'effetto a volte notevole dei bordi tra i componenti del materiale con polarizzabilità diverse (i suddetti tetraedri e il resto del materiale).

D'altra parte, un modello che consideri, con opportuni pesi statistici, solo i singoli legami presenti nel materiale, cioè del tutto semplificato rispetto al modello di Philipp, porterebbe a trascurare proprio gli effetti della coordinazione tetraedrica, fondamentale nell'influenzare le proprietà ottiche di questi composti.

Il modello cosiddetto "a tetraedri" che si illustra in questo lavoro, con alcuni esempi che ne sottolineano potenzialità e limiti, è dovuto essenzialmente ad Aspnes e Theeten<sup>[10]</sup> ed è nato come evoluzione e messa a punto del modello di Philipp. Le unità strutturali considerate sono ancora tetraedri, ma di vario tipo (ad esempio, i cinque  $\text{Si-Si}_{4-\nu}\text{O}_\nu$ ,  $\nu=0,1,2,3,4$ , per gli ossidi di silicio) e mescolati casualmente a formare il materiale, secondo opportuni pesi statistici. Si assume che tutti gli atomi costituenti il materiale formino tanti legami quanti sono i loro elettroni di legame, in modo da connettere tra loro i tetraedri, senza lasciare alcun legame pendente. I pesi statistici associati ai vari tetraedri sono, così, univocamente determinati dalla stechiometria del composto. Sulla base di queste ipotesi si riescono a comprendere nel modello sia la fondamentale coordinazione tetraedrica sia i diversi legami presenti nel materiale. Il modello a tetraedri è stato applicato con successo a molti materiali,<sup>[2,11,12]</sup> rivelandosi un utile strumento di indagine.

## La funzione dielettrica delle unità strutturali

### 1. Scelta delle unità strutturali.

Dato un materiale del tipo  $\text{SiA}_x$  di cui si voglia costruire la funzione dielettrica tramite il modello a tetraedri, dove A è un anione (O, N, C) e  $x$  può assumere valori entro un intervallo che dipende dalla valenza efficace di A stesso, occorre anzitutto scegliere le unità tetraedriche da considerare come basi microstrutturali. Questa scelta è abbastanza semplice e porterà, in generale, all'insieme dei tetraedri  $\text{Si-Si}_{4-\nu}\text{A}_\nu$ , con  $\nu=0,1,2,3,4$ , cioè da  $\text{Si-Si}_4$  a  $\text{Si-A}_4$ , con aggiunta e sottrazione rispettivamente di un atomo di tipo A e di uno di Si ogni volta. Si hanno cioè i tetraedri  $\text{Si-Si}_4$ ,  $\text{Si-Si}_3\text{A}$ ,  $\text{Si-Si}_2\text{A}_2$ ,  $\text{Si-SiA}_3$  ed  $\text{Si-A}_4$  illustrati nella Fig. 1.

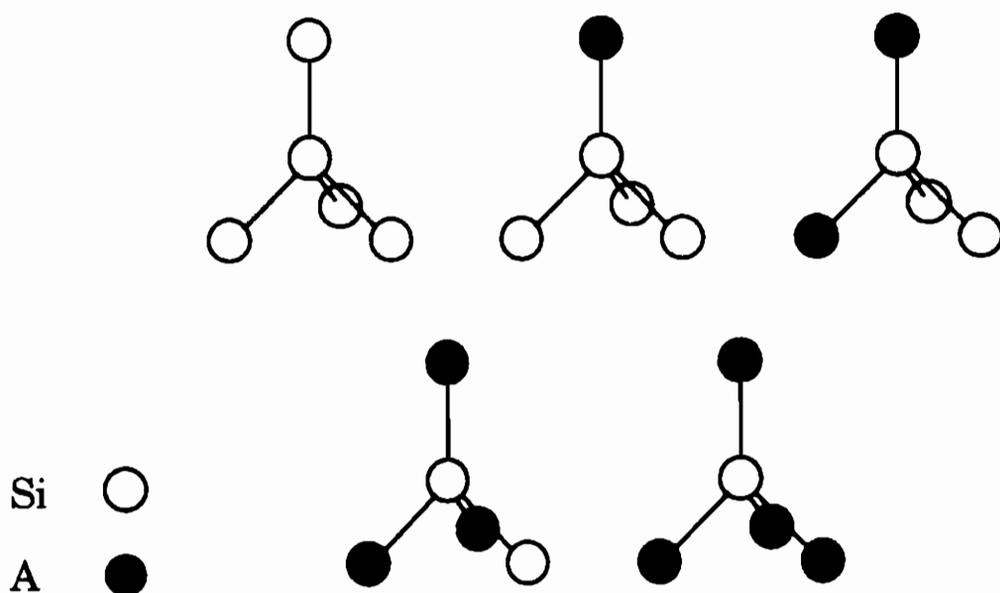


Fig. 1 Tetraedri assunti come basi strutturali per l'analisi del materiale  $\text{SiA}_x$  con il modello a tetraedri.

Occorre notare che quando il materiale è ricco anche di idrogeno, fatto molto frequente date le tecniche di crescita impiegate (normalmente la deposizione chimica da fase vapore), il numero dei tetraedri da scegliere come unità strutturali cresce notevolmente. Infatti anche gli atomi H e le unità AH devono essere considerate come possibili occupanti delle posizioni ai vertici del tetraedro. Lo stesso problema sussiste per composti del tipo  $\text{SiA}_x\text{B}_y$ , per i quali occorre considerare tutte le combinazioni di atomi A, B, e Si (piú eventualmente atomi H, unità AH, BH e SiH) ai vertici della struttura. Si avranno, cioè, non solo le famiglie  $\text{Si-Si}_{4-\nu}\text{A}_\nu$  e  $\text{Si-Si}_{4-\mu}\text{B}_\mu$ , ma anche le famiglie  $\text{Si-Si}_{4-l-k}\text{A}_l\text{B}_k$  (con  $l=1,2,3,4$  e  $k=1,2,3,4, 4-l-k \geq 0$ ). Spesso considerazioni di tipo chimico o fisico, basate anche sul tipo di processo di crescita utilizzato o su informazioni ottenute sperimentalmente, consentono di escludere alcune strutture tetraedriche a priori possibili.

## 2. Valutazione di $\bar{\epsilon}$ per ogni tetraedro.

Determinate le N strutture tetraedriche che è piú opportuno considerare, il modello prevede che si valuti per ciascuna di esse la funzione dielettrica  $\bar{\epsilon}_j$ , dove  $j$  indica il particolare tetraedro nell'insieme degli N scelti. Tale  $\bar{\epsilon}_j$  è da intendersi come la funzione di un materiale interamente composto di tetraedri  $j$ , che sarà poi opportunamente mescolato (v. par. seguente) agli analoghi materiali costituiti interamente da ciascuno degli altri tetraedri.

Le funzioni  $\bar{\epsilon}_j(E)$ , con  $E$  energia spettrale, si valutano con un riscaldamento della  $\bar{\epsilon}_m(E)$  di un materiale modello che sia nota sperimentalmente. Questa idea è nata semplicemente dalla constatazione che le funzioni  $\bar{\epsilon}(E)$  di alcuni materiali amorfi, ad esempio silicio amorfo e nitruro di silicio,<sup>[10]</sup> sono molto simili e possono quindi essere ottenute l'una dall'altra. Tipiche  $\bar{\epsilon}_m$  che si utilizzano sono quelle di Si amorfo,  $\text{SiO}_2$  e  $\text{Si}_3\text{N}_4$  stechiometrici, note in intervalli spettrali piuttosto ampi.<sup>[13]</sup> Le  $\bar{\epsilon}_j(E)$  si calcolano quindi dall'espressione:

$$\bar{\epsilon}_j = 1 + c_1[\bar{\epsilon}_m(c_2 E) - 1] , \quad (1)$$

dove  $c_1$  e  $c_2$  sono parametri da determinare per ogni tetraedro  $j$  sulla base dei legami che lo costituiscono. Si noti che l'equazione (1) è scritta in modo da conservare il corretto comportamento ai

limiti delle funzioni  $\epsilon_{j_1}(E)$  ed  $\epsilon_{j_2}(E)$ .  $c_1$  rende conto della differenza in intensità tra le strutture analoghe presenti negli spettri di  $\tilde{\epsilon}_j$  ed  $\tilde{\epsilon}_m$ , mentre  $c_2$  del loro spostamento relativo in energia. Fisicamente, quindi,  $c_1$  si può collegare alla densità efficace  $n_{eff}$  di elettroni del tetraedro e  $c_2$  alla differenza di elettronegatività tra l'atomo di Si centrale e gli altri atomi del tetraedro. Per quanto riguarda  $c_1$ , la regola di somma:<sup>[14]</sup>

$$n_{eff} = \frac{m_e}{2\pi^2 e^2 \hbar^2} \int_0^E E' dE' \epsilon_2(E'),$$

dove  $m_e$  è la massa elettronica, insieme con la parte immaginaria dell'equazione di riscaldamento (1), porta a:

$$c_1 = c_2^2 \frac{NV_m}{VN_m}, \quad (2)$$

dove  $N$  è il numero di elettroni di valenza disponibili per ogni atomo di Si e  $V$  è il volume associato ad ogni atomo di Si per il tetraedro o per il materiale modello (indice  $m$ ). Si noti che per l'intervallo di energia considerato,  $E < 8$  eV,  $n_{eff}$  coincide con la densità di elettroni di valenza, quindi, per definizione, vale la relazione:  $n_{eff} = N/V$ .

Per ogni tetraedro identificato dall'indice  $\nu$  nella generica famiglia Si-Si<sub>4- $\nu$</sub> A <sub>$\nu$</sub> , si assume la relazione:

$$N_\nu \simeq 4 + \nu, \quad (3a)$$

derivante dal fatto che ogni atomo A, di valenza ad esempio  $M$ , aggiunge  $M$  elettroni di legame, che sono condivisi tra gli  $M$  atomi di Si cui esso è legato (posti al centro di  $n$  strutture tetraedriche adiacenti).

Inoltre, si assume una relazione lineare del tipo:

$$V_\nu \simeq \frac{1}{4}(4 - \nu)V_{Si} + \frac{1}{4}\nu V_{SiA_n}, \quad (3b)$$

dove  $V_{SiA_n}$  è il volume associato ad ogni atomo di Si nel materiale (stechiometrico) SiA <sub>$n$</sub>  interamente composto di tetraedri Si-A<sub>4</sub>



che, normalmente, è ben caratterizzato (ad esempio, SiC, SiO<sub>2</sub> o Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> stechiometrici). Si è determinato empiricamente<sup>[10]</sup> che per ottenere gli spettri di  $\bar{\epsilon}$  per i tetraedri della famiglia Si-Si<sub>4- $\nu$</sub> N <sub>$\nu$</sub>  è opportuno sostituire l'equazione (3a) con la:

$$N_{\nu} \simeq 4 + 1.83 \nu . \quad (3c)$$

Tale sostituzione è stata proposta considerando la differenza tra lo spettro sperimentale di Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> e quello calcolato per lo stesso composto da un riscaldamento della  $\bar{\epsilon}$  del silicio amorfo, e assumendo tale scarto uguale per tutti i tetraedri della famiglia Si-Si<sub>4- $\nu$</sub> N <sub>$\nu$</sub>  (si noti che il tetraedro con  $\nu=4$  è la base strutturale del composto Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>). L'Eq. (3c), quindi, non ha un significato fisico, ma semplicemente è utilizzata per rendere migliori i risultati del riscaldamento, che di per sè non porta ad un accordo perfetto tra gli spettri. In generale, potrà esistere l'opportunità di modificare l'equazione (3a) anche per altre famiglie e utilizzando diversi materiali-modello.

È chiaro, a questo punto, che occorre determinare per primo il parametro  $c_2$  per ogni tetraedro, ottenendo poi  $c_1$  tramite l'equazione (2). La valutazione di  $c_2$  è condotta seguendo il modello dielettrico<sup>[15-17]</sup> per il singolo legame Si-A, generalizzato<sup>[10]</sup> per trattare il caso dell'unità tetraedrica. Il punto di partenza è l'analisi del generico legame tra due atomi diversi a e b, basata sull'assunzione fondamentale che gli elettroni di legame siano condivisi dai due atomi.<sup>[17]</sup> Vengono definiti dei parametri caratteristici del legame e del materiale costituito da soli atomi a e b, con soli legami a-b, come media delle proprietà di a e di b. Tra questi parametri fondamentale è il gap energetico medio  $E_g$  del materiale che è definito in modo da tener conto delle componenti covalente e ionica dei legami a-b, tramite le grandezze  $E_h$  e  $C$  rispettivamente. Infatti, si ha:<sup>[15,16]</sup>

$$E_g^2 = E_h^2 + C^2 .$$

La trattazione del legame a-b, in cui ciascuno dei due atomi perde la propria identità per divenire un misto di a e di b, è estesa,<sup>[10]</sup> con la definizione di parametri analoghi e sulla base della stesse assunzioni fondamentali, alle strutture tetraedriche (cioè

a gruppi di cinque atomi, legati da quattro legami). Il tetraedro viene trattato come costituito da atomi "ibridi" legati all'atomo di Si centrale. La natura di questi atomi dipende da quanti atomi di ogni tipo stanno ai vertici della struttura. In altri termini, il fatto che l'atomo ad uno dei vertici sia, ad esempio, piú elettronegativo del silicio (N o O) influenza tutti i legami della struttura, considerati equivalenti.

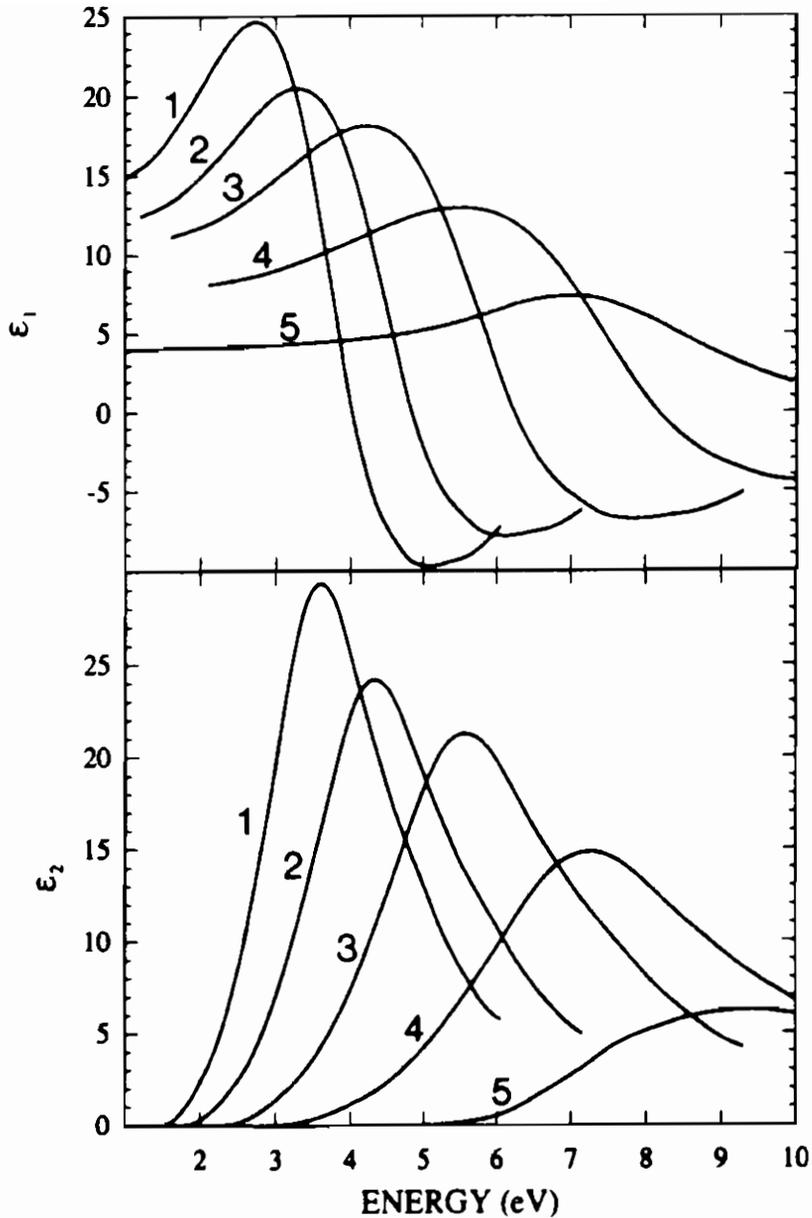
Sulle base di questo modello, si può correlare il parametro  $c_2$  per il tetraedro di indice  $\nu$  nella famiglia  $\text{Si-Si}_{4-\nu}\text{A}_\nu$  alla quantità  $E_{g0}/E_{g\nu}$ , che esprime quanto ci si discosti, sulla scala delle energie, dal materiale modello (cioè quello la cui base strutturale è il tetraedro con  $\nu = 0$ ).  $E_g$  è infatti la grandezza chiave nel collegare la funzione  $\tilde{\epsilon}(E)$  di un materiale alla scala delle energie. Si definisce dunque il parametro  $c_{2\nu}$  tramite:

$$c_{2\nu} = \frac{E_{g0}}{E_{g\nu}} . \quad (4)$$

In questa equazione si può includere un fattore correttivo empirico,<sup>[10]</sup> sulla base dell'accordo che si riesce ad ottenere tra spettri noti (si veda anche quanto si è detto a proposito delle equazioni (3a) e (3c)).

Una volta determinate dalle equazioni (4) e (2) le coppie di parametri  $c_1$  e  $c_2$  per tutti gli N tetraedri scelti, le varie funzioni  $\tilde{\epsilon}_j(E)$  si ottengono dall'equazione (1).

La Fig. 2 riporta come esempio le funzioni dielettriche calcolate per i tetraedri  $\text{Si-Si}_{4-\nu}\text{N}_\nu$  con  $\nu = 0, 1, 2, 3$  e 4 tra 0 e 10 eV, ottenute riscaldando la funzione dielettrica del Si amorfo, e lo spettro sperimentale di  $\tilde{\epsilon}(E)$  di  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , da confrontare con lo spettro corrispondente a  $\nu = 4$  (il tetraedro  $\text{Si-N}_4$  è proprio la base strutturale del nitrato di silicio stechiometrico). I parametri  $c_1$  e  $c_2$  utilizzati sono riportati nella Tabella I. Per  $\nu = 0$  si ha  $c_1 = c_2 = 1$  perchè tale tetraedro è la base strutturale del Si amorfo, usato come materiale modello.



**Fig. 2** Parti reale e immaginaria della funzione dielettrica di materiali interamente composti da ciascuno dei tetraedri  $\text{Si-Si}_{4-\nu}\text{N}_\nu$ , con  $\nu = 0, \dots, 4$ . Le curve 1 e 5 rappresentano dati sperimentali relativi a  $\bar{\epsilon}$  di a-Si e  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , rispettivamente ( $\nu = 0$  e  $\nu = 4$ ); le curve 2, 3 e 4 sono calcolate per i tetraedri  $\nu = 1, 2$  e  $3$ , rispettivamente.

**Tabella I** Parametri  $c_1$  e  $c_2$  utilizzati in Ref. 12 per ottenere le funzioni dielettriche dei tetraedri  $\text{Si-Si}_{4-\nu}\text{N}_\nu$  da quella del Si amorfo tramite l'equazione (1).

$\nu$	$c_1$	$c_2$
0	1.000	1.000
1	0.824	0.832
2	0.610	0.671
3	0.413	0.523
4	0.257	0.395

### La funzione dielettrica del mezzo composito

La funzione  $\bar{\epsilon}(E)$  del materiale amorfo a base di silicio che si vuole studiare tramite il modello a tetraedri è costruita a partire dalle  $\bar{\epsilon}_j(E)$  calcolate come descritto nel paragrafo precedente, relative a materiali interamente costituiti di tetraedri di un preciso tipo. Questi materiali sono considerati come costituenti dell'amorfo da studiare e vengono "mescolati" seguendo la teoria di mezzo efficace elaborata da Bruggeman.<sup>[18,19]</sup> Essa prevede che tra la funzione  $\bar{\epsilon}$  e le  $\bar{\epsilon}_j$  sussista la relazione:

$$\sum_j v_j \frac{\bar{\epsilon}_j - \bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}_j + 2 \langle \bar{\epsilon} \rangle} = 0, \quad (5)$$

dove i parametri  $v_j$  sono le frazioni del volume totale occupato da ciascun componente, la cui funzione dielettrica è  $\bar{\epsilon}_j$ . Le quantità  $v_j$  devono, per definizione, soddisfare la relazione:

$$\sum_j v_j = 1. \quad (6)$$

Tra i vari componenti si deve spesso considerare il vuoto, con  $\bar{\epsilon}=1+i0$  e  $v$  opportuna, per tener conto di differenze di densità tra

il materiale reale e quello simulato con i tetraedri. A sua volta, la densità reale  $\rho$  deve soddisfare la relazione:

$$\rho = \sum_j v_j \rho_j , \quad (7)$$

dove  $\rho_j$  è la densità calcolata per il mezzo costituito dai tetraedri di indice  $j$ , valutabile dalla densità del materiale modello tramite un'approssimazione lineare analoga a quella utilizzata per i volumi (v. eq. (3b)).

La frazione di volume che tetraedri di ciascun tipo occupano è legata, in generale, alla composizione chimica del materiale, cioè all'indice  $x$  in  $\text{Si}_{1-x}\text{A}_x$ . Inoltre  $v_j$  è funzione dell'eventuale presenza di legami privilegiati (ordine chimico) tra i diversi possibili. Ci si può aspettare, per esempio, che sia elevata per il tetraedro  $\text{Si-O}_4$  nel composto  $\text{SiO}_{1.8}$ , molto vicino all'ossido stechiometrico  $\text{SiO}_2$  interamente costituito da tetraedri di quel tipo. Per valutare i parametri  $v_\nu$  per i tetraedri  $\text{Si-Si}_{4-\nu}\text{A}_\nu$ ,  $\nu=0,\dots,4$ , in un composto del tipo  $\text{Si}_{1-x}\text{A}_x$ , occorre determinare la probabilità  $P_\nu$  che ciascuno di essi costituisca il materiale. Tale probabilità per il tetraedro  $\text{Si-Si}_3\text{A}$  ( $\nu=1$ ), scelto come esempio, risulta:

$$P_1 = (1-x)(1-x)^3 x 4 = 4x(1-x)^4 , \quad (8)$$

dove il fattore  $(1-x)$  è la probabilità che un atomo di Si sia nella posizione centrale,  $(1-x)^3$  è la probabilità che all'atomo centrale siano legati tre atomi di Si e  $x$  quella che vi sia legato un atomo della specie A. Il fattore numerico 4 tiene conto delle possibili permutazioni nella disposizione dei cinque atomi. Tutto ciò vale quando si assumono come perfettamente equivalenti i possibili legami (Si-Si, Si-A, A-A), cioè in assenza di qualunque ordine chimico.<sup>[11]</sup>

Nel caso opposto di completo ordine si può assumere nulla la probabilità di presenza di alcuni legami. Ad esempio, se  $\text{Si}_{1-x}\text{A}_x$  è ricco in silicio si può escludere la possibilità di legami A-A. In tale situazione, occorre valutare quali frazioni di atomi Si e A siano disponibili a legarsi con un fissato atomo centrale,<sup>[11,12]</sup> considerando anche la valenza di ciascuna specie. La determinazione

delle probabilità  $P_j$  risulta leggermente più elaborata e può essere condotta seguendo più metodi equivalenti.<sup>[10,11]</sup> Ad esempio, in  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$ ,  $x < 0.5$ ,  $P_1$  risulta:

$$P_1 = 4x \left( \frac{1-2x}{1-x} \right)^3, \quad (9)$$

da confrontarsi con la  $P_1$  di eq. (8), valutata in assenza di ordine chimico, che risulta inferiore.

Un'ulteriore modifica alla procedura brevemente illustrata è introdotta quando, oltre all'ordine chimico, nel materiale vi sia separazione tra fasi di natura chimico-fisica ben definita. Ad esempio, in  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$  possono esistere microscopiche isole di a-Si e SiC. In tal caso occorre escludere dalla trattazione tutti i tetraedri diversi da Si-Si<sub>4</sub>, Si-C<sub>4</sub> e C-Si<sub>4</sub>.

La Tabella II riporta<sup>[11]</sup> le probabilità di presenza di dieci tetraedri in un materiale del tipo  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$  in assenza di ordine chimico e in presenza di completo ordine, con separazione tra fasi. Si noti che nel secondo caso sono nulle le probabilità relative a tetraedri con legami C-C in materiali ricchi in Si ( $x < 0.5$ ) e quelle relative a tetraedri con legami Si-Si in materiali ricchi in C ( $x > 0.5$ ), il che corrisponde proprio all'assunzione di completo ordine chimico.

Una volta determinata la probabilità  $P_i$  per un certo tetraedro si può valutare la frazione  $v_i$  del volume totale che esso occupa tramite:

$$v_i = \frac{P_i V_i}{\sum_j P_j V_j}, \quad (10)$$

dove l'indice  $j$  corrisponde alle varie unità tetraedriche considerate e  $V_j$  è il volume del tetraedro  $j$ , coincidente con il volume associato ad ogni atomo di Si nel materiale interamente composto di tetraedri di tipo  $j$  (si veda l'Eq. (3b)).

Un riscontro della bontà della valutazione delle  $v_j$  determinate dalla stechiometria e dall'ordine chimico si può ottenere dalle eq. (6) e (7), indipendenti dalla (5) ma ed essa legate. Quando si rivela necessario includere tra i materiali componenti il vuoto, la frazione di volume che esso occupa si ricava proprio dalle suddette relazioni.

**Tabella II** Probabilità che ciascuno dei tetraedri elencati sia presente in  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$  nel caso di assenza di ordine chimico e di completo ordine, con separazione tra fasi (Ref. 11).

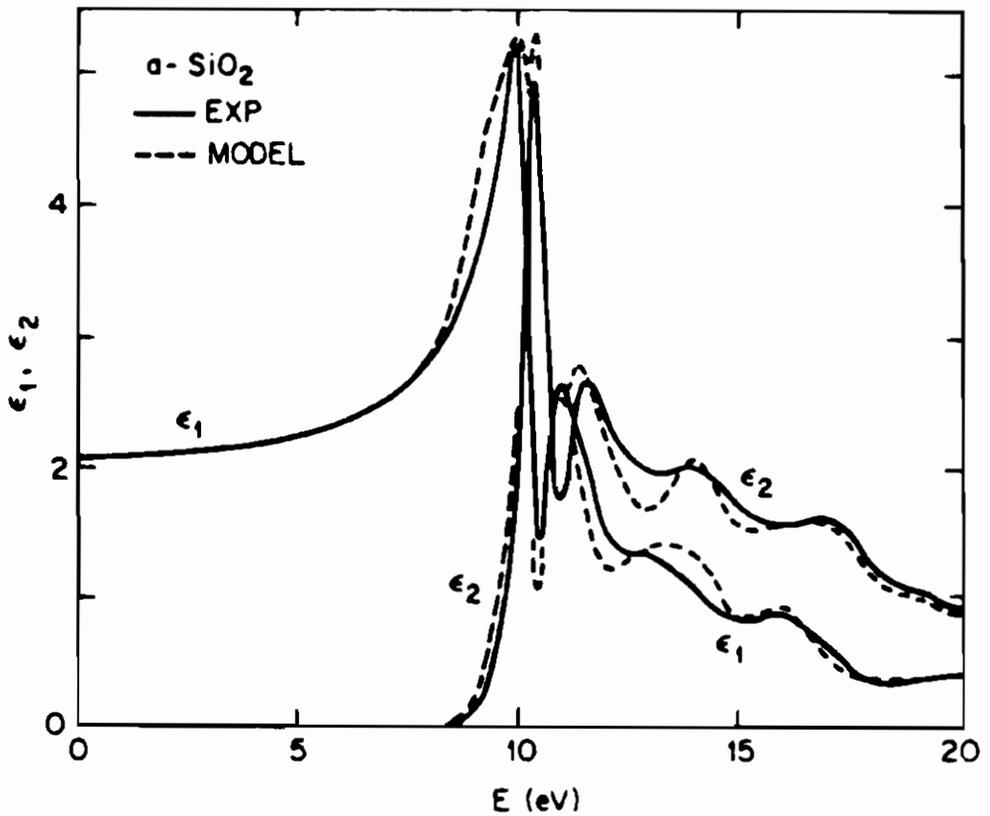
Tetraedro	Nessun ordine	Completo ordine (separazione tra fasi)	
		$x < 0.5$	$x > 0.5$
Si-Si <sub>4</sub>	$(1-x)^5$	$1-2x$	0
Si-Si <sub>3</sub> C	$4x(1-x)^4$	0	0
Si-Si <sub>2</sub> C <sub>2</sub>	$6x^2(1-x)^3$	0	0
Si-SiC <sub>3</sub>	$4x^3(1-x)^2$	0	0
Si-C <sub>4</sub>	$x^4(1-x)$	$x$	$1-x$
C-Si <sub>4</sub>	$x(1-x)^4$	$x$	$1-x$
C-Si <sub>3</sub> C	$4x^2(1-x)^3$	0	0
C-Si <sub>2</sub> C <sub>2</sub>	$6x^3(1-x)^2$	0	0
C-SiC <sub>3</sub>	$4x^4(1-x)$	0	0
C-C <sub>4</sub>	$x^5$	0	$2x-1$

Occorre notare, a conclusione della discussione sull'utilizzo della teoria di mezzo efficace, che quando i mezzi componenti sono  $K$ , con relative funzioni  $\bar{\epsilon}_j$  e frazioni di volume  $v_j$  ( $j = 1, \dots, K$ ), l'eq. (5) risulta di  $K$ -mo grado nella variabile  $\bar{\epsilon}$ . Il problema del calcolo di tale  $\bar{\epsilon}$  può pertanto essere complicato e dar luogo a più soluzioni (non sempre tutte accettabili). Il problema delle soluzioni multiple è molto delicato, ma la richiesta che le soluzioni siano continue e siano comprese tra la  $\bar{\epsilon}_j$  che assume i valori massimi e quella che assume i minimi consente sempre di scartare tutte le soluzioni meno una.

Le applicazioni del modello a tetraedri che si possono trovare in letteratura non utilizzano solitamente più di cinque o sei strutture base.

La Fig. 3 riporta gli spettri di  $\bar{\epsilon}_1$  ed  $\bar{\epsilon}_2$  sperimentali e calcolati col modello a tetraedri per  $\text{SiO}_2$  stechiometrico.<sup>[10]</sup> L'accordo è molto buono se si considerano le posizioni delle strutture presenti negli spettri, mentre non è del tutto soddisfacente per quanto riguarda le intensità tra 10 e 15 eV. Per ottenere il fit migliore tra gli spettri si è dovuta introdurre nel modello una frazione di

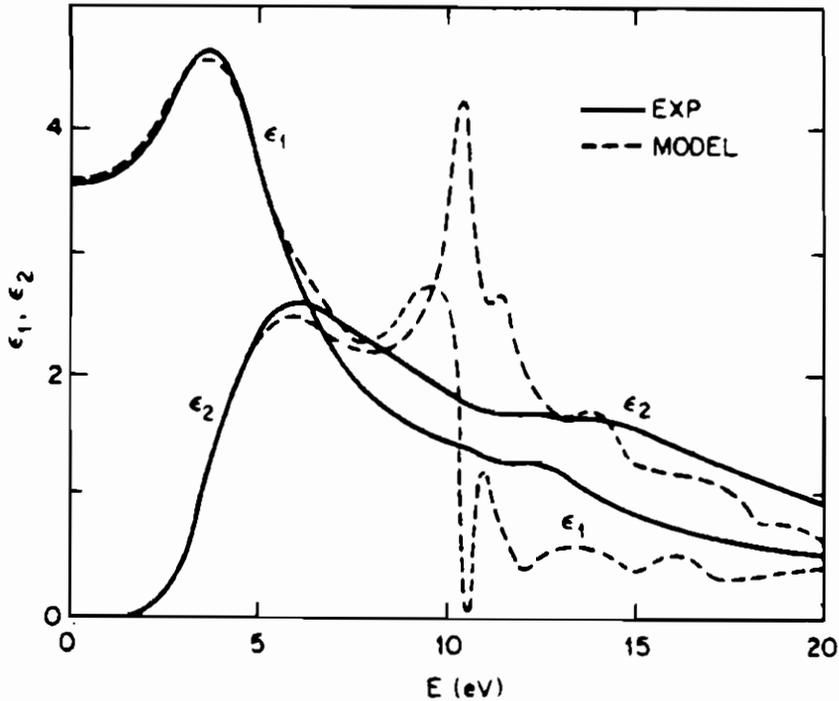
volume  $v = 0.18$  di vuoto (oltre ai tetraedri del tipo  $\text{Si-Si}_{4-\nu}\text{O}_\nu$ ,  $\nu=0,\dots,4$ ). Misure di densità hanno offerto una giustificazione a tale correzione. Infatti il rapporto tra densità sperimentale e calcolata è 0.83.



**Fig. 3** Parti reale e immaginaria della funzione dielettrica sperimentale e calcolata per l'ossido  $\text{SiO}_2$  (Ref. 10).



La Fig. 4 riporta gli spettri di  $\bar{\epsilon}_1$  ed  $\bar{\epsilon}_2$  sperimentali e calcolati col modello a tetraedri per l'ossido SiO.<sup>[10]</sup> Per ottimizzare i risultati del calcolo si è utilizzata una frazione di vuoto pari a 0.06 ed è stato necessario assumere un rapporto  $V_{SiO_2}/V_{Si}$  leggermente inferiore a quello teorico. L'accordo tra gli spettri è molto buono fino a circa 8 eV (altri modelli falliscono già a 4 eV), mentre a circa 11 eV il modello a tetraedri prevede delle strutture intense probabilmente di natura eccitonica. L'assenza di analoghi picchi negli spettri sperimentali si giustifica ritenendo la creazione di eccitoni in materiali reali inibita dalla presenza di livelli vuoti ad energie inferiori, che il modello non include.



**Fig. 4** Parti reale e immaginaria della funzione dielettrica sperimentale e calcolata per l'ossido SiO (Ref. 10).

## Esempio di utilizzo del modello

Il modello a tetraedri, benché non sempre di semplice applicazione, è stato utilizzato per determinare le proprietà ottiche di molti composti a base di silicio, e nel caso in cui sia stato possibile un confronto ha fornito dei risultati in soddisfacente accordo con risultati sperimentali. Particolarmente interessante, anche perché ricco di dati sperimentali, è lo studio di campioni sottili di  $\text{SiN}_x\text{H}_y$  depositati utilizzando diversi parametri di crescita, da cui emergono chiaramente le potenzialità e i limiti del modello.<sup>[12]</sup>

Tramite indagini sperimentali si sono determinati la trasmittanza dei campioni nell'infrarosso tra 400 e 4000  $\text{cm}^{-1}$ , la trasmittanza e la riflettanza nell'intervallo spettrale tra 1.5 e 6.5 eV, la densità da misure di peso e volume ed il profilo in profondità della composizione chimica tramite spettroscopia Auger.

Dagli spettri in infrarosso, tramite l'intensità dei picchi di assorbimento legati a vibrazioni localizzate dei legami Si-H ed N-H, e dai valori della densità sperimentale sono state determinate le concentrazioni di ogni specie atomica e di ogni tipo di legame presenti in ciascun campione. Questi dati sono stati utilizzati per un confronto con gli analoghi dati ottenuti dalle misure Auger (in buon accordo) e tramite il modello a tetraedri, come discusso nel seguito. Un risultato rilevante è la presenza di legami Si-Si, confermata anche dal modello, ritenuti difetti importanti nell'influenzare le proprietà ottiche di questi materiali.

Dalle misure ottiche ad energia più elevata è stata determinata la funzione  $\tilde{\epsilon}(E)$  per ogni campione, direttamente confrontabile con i risultati del modello. Inoltre, dalla parte immaginaria della  $\tilde{\epsilon}$  si è dedotto il valore del gap energetico, importante parametro di caratterizzazione per semiconduttori.

Sulla base della composizione chimica, della densità e dello spettro infrarosso di ogni composto  $\text{SiN}_x\text{H}_y$ , l'analisi tramite il modello a tetraedri è stata condotta considerando differenti unità-base. Per due dei quattro campioni studiati sono stati utilizzati i tetraedri  $\text{Si-N}_{4-i}(\text{NH})_i$ ,  $i = 0, \dots, 4$ , più la struttura  $\text{Si-Si}(\text{NH})_3$ , che ammette la presenza di legami Si-Si. Senza quest'ultimo tetraedro, infatti, l'accordo con i dati sperimentali della  $\tilde{\epsilon}$  calcolata non risultava affatto soddisfacente, il che conferma l'importan-

za dei suddetti legami. Inoltre, anche la valutazione quantitativa della concentrazione dei legami Si-Si ( $8.3 \times 10^{20}$  at/cm<sup>3</sup> e  $9.2 \times 10^{20}$  at/cm<sup>3</sup> per il primo ed il secondo campione, rispettivamente) è in buon accordo con quella ottenuta dall'analisi dei dati in infrarosso, che fornisce solo un limite superiore per tale quantità ( $7 \times 10^{21}$  at/cm<sup>3</sup> e  $9 \times 10^{21}$  at/cm<sup>3</sup>, rispettivamente). La Fig. 5 mostra il confronto tra gli spettri sperimentale e calcolato di  $\bar{\epsilon}$  per uno dei due campioni, che risultano in buon accordo.

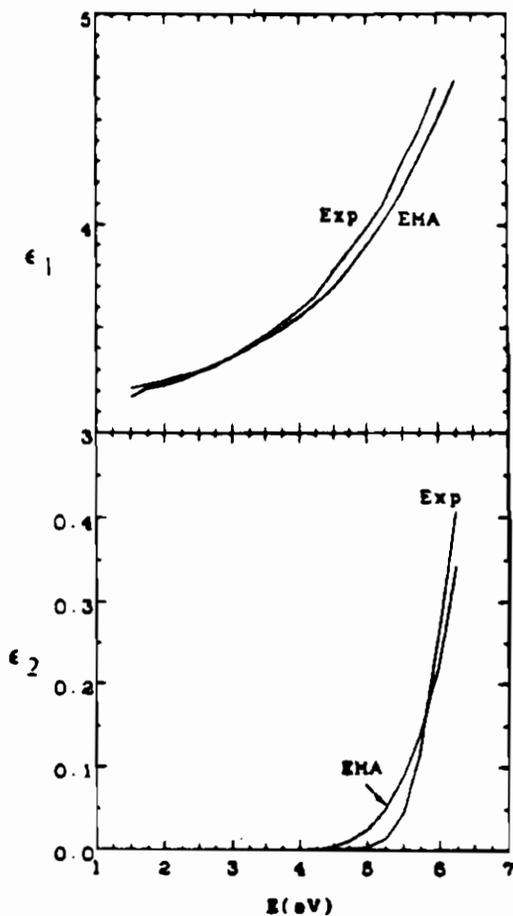


Fig. 5 Confronto tra gli spettri sperimentali e calcolati di  $\epsilon_1$  ed  $\epsilon_2$  per il materiale  $\text{Si}_{0.22}\text{N}_{0.41}\text{H}_{0.37}$  (Ref. 12).

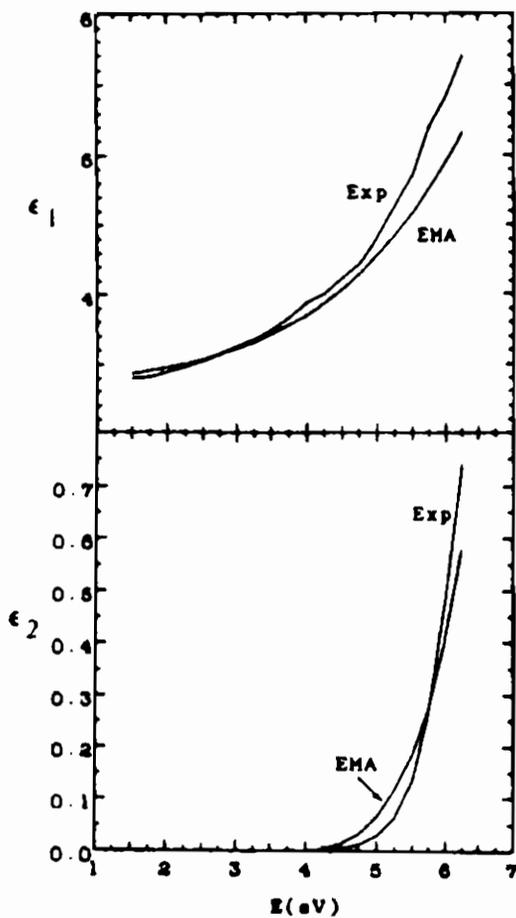
Il terzo campione, depositato in modo da ottenere un materiale meno ricco in N, è stato studiato considerando i tetraedri:  $\text{Si-N}_2(\text{NH})_2$ ,  $\text{Si-HN}_2(\text{NH})$ ,  $\text{Si-HN}(\text{NH})_2$ ,  $\text{Si-SiN}_2(\text{NH})$  e  $\text{Si-Si}_2\text{N}_2$ . Tale scelta si basa sul fatto che lo studio degli spettri in infrarosso ha evidenziato la presenza di legami Si-H in notevole quantità, tramite il caratteristico picco di assorbimento ad essi legato. Il valore della concentrazione di legami Si-Si ricavato dal modello ( $3.6 \times 10^{21}$  at/cm<sup>3</sup>) è inferiore a quello ricavato dall'analisi iniziale ( $27.6 \times 10^{21}$  at/cm<sup>3</sup>). L'ultimo campione è stato studiato considerando i tetraedri  $\text{Si-N}_{4-i}(\text{NH})_i$ ,  $i = 0, \dots, 4$ , piú  $\text{Si-Si}(\text{NH})_3$  e  $\text{Si-SiN}(\text{NH})_2$ , contenenti legami Si-Si, e  $\text{Si-HN}(\text{NH})_2$  e  $\text{Si-HN}_2(\text{NH})$ , con legami Si-H. Il confronto tra dati sperimentali e risultati del modello è mostrato nella Fig. 6, mentre i valori per la concentrazione di legami Si-Si dall'analisi infrarossa e dal modello sono  $9.6 \times 10^{21}$  at/cm<sup>3</sup> e  $1.5 \times 10^{21}$  at/cm<sup>3</sup>, rispettivamente. Il fatto che la densità di legami Si-Si dedotta sulla base del modello a tetraedri sia sistematicamente inferiore a quella dedotta dall'analisi di spettri infrarossi e dati di densità è da ricondurre alle approssimazioni effettuate per questa analisi (in particolare, alla scarsa accuratezza della determinazione delle sezioni d'urto di assorbimento di alcuni modi vibrazionali).

## Conclusione

Il modello presentato offre la possibilità di costruire la funzione dielettrica complessa di alcuni solidi amorfi a base di silicio a partire dalle loro composizione chimica. Sfrutta la caratteristica principale di tali materiali, cioè l'ordine a corto raggio che la loro struttura, benché amorfa, possiede.

Il procedimento da seguire consiste nella scelta delle unità strutturali base per il materiale (tetraedri costituiti da quattro atomi legati ad un atomo di silicio centrale) nella valutazione della funzione dielettrica associata a ciascuna di esse e nel "mescolamento" di tali strutture e delle loro proprietà ottiche tramite una approssimazione di mezzo efficace. È stato dimostrato in numerosi lavori come questa trattazione, non priva di approssimazioni e passaggi a volte complessi, consenta di ottenere un buon accordo

con dati sperimentali, fornendo contemporaneamente importanti informazioni sui legami chimici presenti nei materiali studiati.



**Fig. 6** Confronto tra gli spettri sperimentali e calcolati di  $\epsilon_1$  ed  $\epsilon_2$  per il materiale  $\text{Si}_{0.25}\text{N}_{0.41}\text{H}_{0.34}$  (Ref. 12).

## Bibliografia

- [ 1] C.R. Helms, in *The Si-SiO<sub>2</sub> system*, ed. by P. Balk (Elsevier, Amsterdam, 1988), p.77.
- [ 2] K. Mui, F.W. Smith, *Phys. Rev. B* **38**, 10623 (1988).
- [ 3] Y. Tawadz, H. Okamoto, Y. Hamakawa, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 237 (1981).
- [ 4] Y. Tawada, K. Tsuga, M. Kondo, H. Okamoto, Y. Hamakawa, *J. Appl. Phys.* **53**, 5273 (1982).
- [ 5] C.E. Morosanu, *Thin Solid Films* **65**, 171 (1980).
- [ 6] T.S. Eriksson, C.G. Granqvist, *J. Appl. Phys.* **60**, 2081 (1986).
- [ 7] H.R. Philipp, *J. Phys. Chem. Solids* **32**, 1935 (1971).
- [ 8] H.R. Philipp, *J. Electrochem. Soc.* **120**, 295 (1973).
- [ 9] H.R. Philipp, *J. Non-Cryst. Solids* **8-10**, 627 (1972).
- [10] D.E. Aspnes, J.B. Theeten, *J. Appl. Phys.* **50**, 4928 (1979).
- [11] K. Mui, F.W. Smith, *Phys. Rev. B* **35**, 8080 (1987).
- [12] Z. Yin, F.W. Smith, *Phys. Rev. B* **42**, 3658 (1990); **42**, 3666 (1990).
- [13] si veda, ad esempio: *Handbook of Optical Constant of Solids*, ed. by E.D. Palik (Academic, Orlando, 1985).
- [14] si veda, ad esempio: F. Wooten, *Optical Properties of Solids* (Academic, New York, 1972).
- [15] J.C. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 550 (1968); *Rev. Mod. Phys.* **42**, 317 (1970).
- [16] J.A. Van Vechten, *Phys. Rev.* **182**, 891 (1969); **187**, 1007 (1969).
- [17] B.F. Levine, *J. Chem. Phys.* **59**, 1463 (1973).
- [18] D.A.G. Bruggeman, *Ann. Phys. (Leipzig)* **24**, 636 (1935).
- [19] A. Piaggi, *Scientifica Acta* **III**, 1 (1988).

**Chiara Macchiavello**

**Dipartimento di Fisica A. Volta  
Università di Pavia**

## **INTRODUZIONE ALLE RETI NEURALI**

**Seminario tenuto il 17 Dicembre 1992**

# 1 Introduzione

Giorno per giorno, soprattutto in ambiente scientifico, occorre confrontarsi con due distinte classi di problemi. La prima comprende problemi di calcolo numerico, che non siamo in grado di trattare a mano, ma che con i calcolatori elettronici sono di veloce risoluzione, in quanto facilmente descrivibili da algoritmi sequenziali. La seconda invece è costituita da problemi più difficilmente traducibili in termini matematici, quali ad esempio il riconoscimento di immagini o di suoni, che il cervello umano è in grado di risolvere molto velocemente, a differenza dei computer tradizionali. Le reti neurali si propongono come alternativa al calcolo sequenziale in questo secondo caso. L'idea fondamentale consiste infatti nel costruire un meccanismo di elaborazione delle informazioni che si comporti in modo simile al cervello umano. Le caratteristiche del cervello e delle cellule neuronali costituiscono allora il primo criterio su cui basarsi per progettare le reti, come vedremo nel prossimo paragrafo.

I primi tentativi di schematizzare con modelli matematici il cervello umano risalgono a oltre mezzo secolo fa: nel 1943 McCulloch e Pitts propongono un modello di neurone e la connessione di un grande numero di queste unità per la realizzazione di una rete neurale. Successivamente, nel 1957, Rosenblatt formula il Perceptron (descritto nel terzo paragrafo), il primo dispositivo in grado di riconoscere e classificare configurazioni. Nel 1969 Minsky e Papert mettono in luce i limiti del Perceptron e la sua incapacità di risolvere alcuni problemi di base, come ad esempio la funzione logica OR esclusivo. Ciò ha bloccato per circa vent'anni ogni progresso in questo campo. Soltanto verso la metà degli anni '80 si assiste ad una rinascita delle reti neurali, grazie agli studi di Rumelhart, Hinton e Williams, che propongono la formulazione di reti con strati "nascosti" con la tecnica di apprendimento "error back propagation", e ad Hopfield, che mette a punto un tipo di rete neurale ciclica, particolarmente adatta a risolvere problemi di ottimizzazione. Nel quarto e quinto paragrafo vengono descritti tali modelli, che sostanzialmente sono tra i più utilizzati nelle applicazioni pratiche. In conclusione sono riassunti i principali vantaggi e svantaggi che le reti neurali presentano rispetto all'uso dei calcolatori tradizionali.



## 2 Caratteristiche del cervello umano e caratteristiche di una rete neurale

Il cervello umano è costituito da  $10^{10} - 10^{12}$  cellule nervose, chiamate neuroni, connesse tra di loro in vario modo. Il numero di interconnessioni è stimato dell'ordine di  $10^4$  per ognuna di esse. Il neurone è composto essenzialmente da un corpo cellulare, un assone e numerosi dendriti, come si può osservare in Fig. 1. Il corpo cellu-

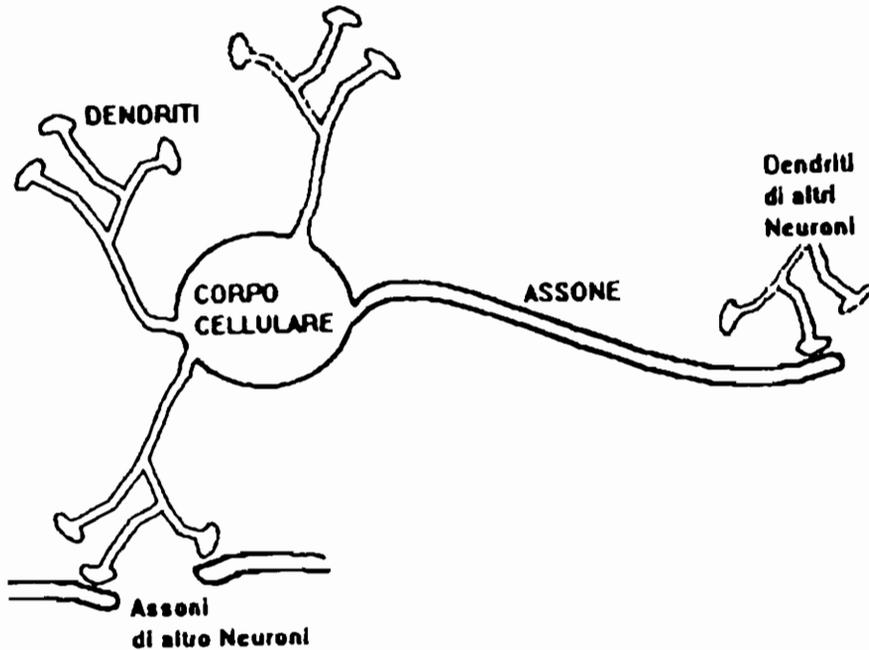


Figura 1. *Il neurone* (da [4]).

lare è rivestito da una membrana in grado di mantenere una certa concentrazione di cariche elettriche, provenienti dai dendriti; questi sono dei prolungamenti ramificati a loro volta in contatto con altri neuroni. I molteplici dendriti di un neurone concorrono ad eccitare il corpo cellulare il quale, *oltre una certa soglia*, invia un impulso elettrico attraverso l'assone a tutti i neuroni cui è connesso. Il punto di contatto tra due neuroni si chiama sinapsi, una leggera intercapedine tra assone e dendrite; il suo spessore può variare nel tempo, provocando quindi un rafforzamento o un indebolimento della connessione tra due neuroni. Il processo di apprendimento del cervello

umano avviene tramite queste modificazioni dell'efficienza con cui le sinapsi trasmettono un segnale da un neurone all'altro.

I neuroni non hanno prestazioni eccezionali: essi sono molto più lenti dei componenti elementari dei calcolatori, essendo i rispettivi tempi di commutazione dell'ordine di 1 msec. contro 10 nanosec. Ciò spiega l'ipotesi di un meccanismo di trasmissione dell'informazione di tipo parallelo, contrariamente alla natura sequenziale degli ordinari calcolatori elettronici. L'elaborazione risiede cioè in intere regioni del cervello piuttosto che in singole unità e la realizzazione di comportamenti complessi emerge dalla cooperazione di moltissime unità elementari di per sé semplici, ma riccamente interconnesse tra di loro e operanti in parallelo. Inoltre, mentre nei computer elettronici l'elaborazione viene effettuata nell'unità centrale di calcolo (CPU) e la memoria è concentrata in unità separate (RAM), nel cervello non vi è netta distinzione fra memoria e unità di elaborazione.

Queste caratteristiche del cervello umano ci suggeriscono i primi criteri basilari per progettare una rete neurale:

- deve essere costituita da un numero molto elevato di componenti elementari, in grado di svolgere solo operazioni semplici (esecuzione di medie pesate e decisioni di soglia);
- ogni componente deve essere interconnesso con un numero elevato di altri componenti;
- le connessioni tra i vari componenti non devono essere rigide, ma modificabili mediante opportuni processi di apprendimento.

Il processo di apprendimento assume un'importanza fondamentale per il buon funzionamento di una rete neurale. Non è infatti possibile, in generale, calcolare a priori i pesi delle connessioni tra i vari componenti (l'equivalente delle sinapsi) in funzione del compito che la rete deve svolgere. Tali pesi dovranno essere appresi; in particolare, il processo di apprendimento rinforza selettivamente certe connessioni o crea nuove connessioni, ne indebolisce o elimina altre, a seconda delle prestazioni conseguite dalla rete.

Il primo modello matematico di neurone (schematizzato in Fig. 2) è stato proposto nel 1943 da McCulloch e Pitts ed è sostanzialmente tuttora in uso. Lo stato di eccitazione del neurone  $i$ -esimo,

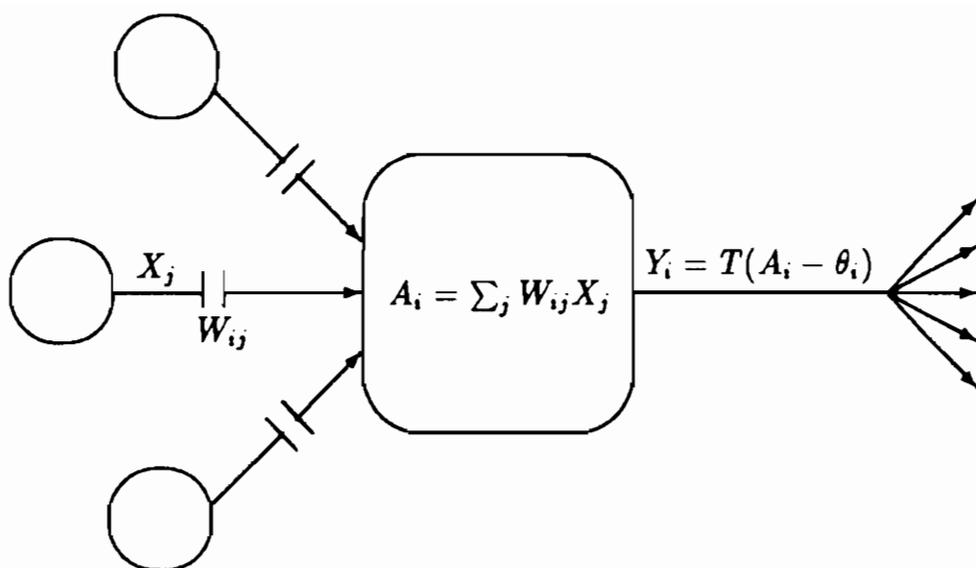


Figura 2.

che riceve segnali provenienti da  $n$  neuroni (o unità), è determinato da un valore di attivazione  $A_i$ , della forma

$$A_i = \sum_{j=1}^n W_{ij} X_j , \quad (1)$$

dove  $W_{ij}$  rappresentano i pesi delle connessioni tra i neuroni e  $X_j$  il valore in uscita della  $j$ -esima unità. Il meccanismo di scarica dell'attivazione lungo l'assone è rappresentato da una funzione di trasferimento  $T$ . Nel modello originale  $T$  è la funzione a gradino di Heaviside e le uscite dei neuroni assumono i valori binari 0,1. Il valore di uscita dell' $i$ -esima unità è dato dall'espressione

$$Y_i = T(A_i - \theta_i) , \quad (2)$$

dove  $\theta_i$  è il valore di soglia, al di sotto del quale il neurone non viene attivato.

Collegando tra loro in vario modo le unità elementari si ottengono diverse configurazioni di rete. Una rete neurale è dunque definita dal numero di unità di cui è composta, dalla particolare

topologia che determina i collegamenti tra le varie unità e dal tipo di funzione di trasferimento utilizzata.

Il funzionamento di una rete è in generale caratterizzato da due fasi ben distinte nel tempo. La prima è quella dell'apprendimento, cui si è già accennato in precedenza; in questa fase la rete viene addestrata fornendo esempi noti, si calcolano cioè i pesi tra le varie unità a partire da valori di input e di output dati. La seconda fase è quella dell'esecuzione vera e propria, in cui la rete elabora dati mai visti prima e fornisce i valori di output a partire da quelli di input e dei pesi (determinati durante l'apprendimento). Esiste in realtà anche un altro tipo di processo di apprendimento, detto "non supervisionato", in cui gli esempi da apprendere non sono associati ad un valore di output dato. Lo scopo delle reti basate su tale meccanismo è infatti quello di classificare gli input ricevuti individuandone possibili categorie non note a priori. In questo lavoro non verrà trattato tale caso.

### 3 Il Perceptron

Il Perceptron, formulato da Rosenblatt nel 1957 per il riconoscimento e la classificazione di immagini, costituisce il primo modello di rete neurale. Può essere essenzialmente schematizzato come un'unità che elabora  $n$  valori di input  $X_i$  in modo analogo al neurone di Pitts e McCulloch, utilizzando come funzione di trasferimento la funzione di Heaviside, e fornisce un unico valore di output  $Y$ . La sostanziale novità rispetto al semplice modello di Pitts e McCulloch consiste nella possibilità di modificare i pesi dei valori di input e il valore di soglia in base a un ben preciso sistema di addestramento. Per poter riaggiustare la soglia in modo analogo ai pesi è utile introdurre un nuovo dato di input  $X_0$ , che assume sempre valore unitario, e un nuovo peso  $W_0 = -\theta$ , pari al valore della soglia. In questo modo la funzione di attivazione assume la forma

$$A = \sum_{i=0}^n W_i X_i , \quad (3)$$

viene cioè diminuita del valore di soglia.

Il processo di apprendimento consiste nel partire da valori casuali dei pesi e della soglia e fornire determinati esempi noti, che devono essere correttamente memorizzati variando in modo opportuno i pesi e la soglia. Più precisamente, per ogni esempio da apprendere si calcola il valore di output  $Y$ ; se  $Y = 0$  e dovrebbe essere 1 si pone

$$W_i(t + 1) = W_i(t) + X_i, \quad (4)$$

cioè si incrementano o si lasciano inalterati i vari pesi, a seconda del rispettivo valore  $X_i$ , in modo da aumentare l'attivazione. Se invece si trova  $Y = 1$  mentre il risultato voluto è 0, i pesi vengono diminuiti

$$W_i(t + 1) = W_i(t) - X_i. \quad (5)$$

Questo processo viene iterato finché si ottiene il risultato corretto e si esauriscono gli esempi da apprendere. A questo punto i pesi vengono fissati e si può procedere alla fase di esecuzione, in cui nuovi dati vengono riconosciuti o classificati sulla base di quelli memorizzati. Si può dimostrare che questo processo di apprendimento, se la soluzione esiste, converge sempre.

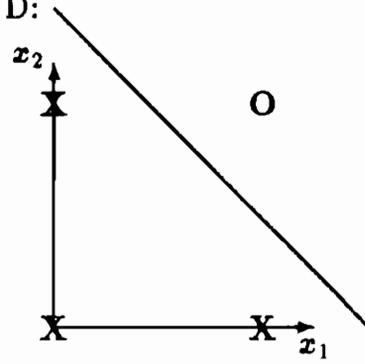
A causa della natura della funzione di trasferimento e dell'attivazione, il Perceptron presenta una grossa limitazione. Il valore di output fornito infatti è 0 oppure 1 a seconda che la combinazione lineare  $\sum_i W_i X_i$  sia negativa o positiva. La scelta dei pesi individua cioè un iperpiano a  $n - 1$  dimensioni nello spazio  $n$ -dimensionale dei valori di input; è possibile pertanto risolvere solo problemi linearmente separabili.

Per chiarire meglio questo limite consideriamo il caso semplice di input bidimensionali: come illustrato in Fig. 3, è facile risolvere il problema delle forme logiche AND e OR in quanto le due classi di valori di output sono separabili da una retta, mentre il caso della forma logica XOR (or esclusivo) rappresenta un problema non linearmente separabile e non può quindi essere risolto correttamente dal Perceptron.

I limiti del Perceptron sono d'altra parte comprensibili se si pensa all'estrema semplicità del modello, che risiede sia nella topologia di rete (un solo livello decisionale), sia nella singola unità (solo valori binari con funzione di trasferimento a gradino), sia nella

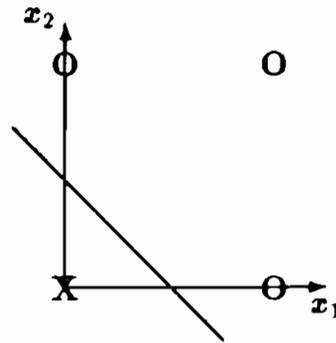
Funzione AND:

$x_1$	$x_2$	$y$
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1



Funzione OR:

$x_1$	$x_2$	$y$
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1



Funzione XOR:

$x_1$	$x_2$	$y$
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

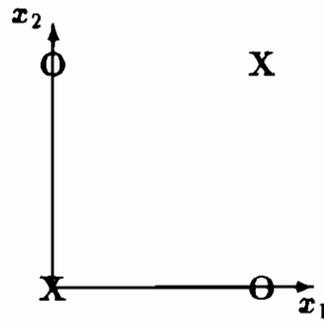


Figura 3.

legge di apprendimento estremamente semplificata. Come vedremo nel prossimo paragrafo queste limitazioni possono essere superate costruendo reti più sofisticate.

## 4 Reti neurali a più strati

Le reti neurali a più strati sono caratterizzate da un insieme di unità di input, un insieme di unità di output e da uno o più strati di unità "nascoste" che collegano il livello di input a quello di output, come si può osservare in Fig. 4. Le connessioni tra i livelli

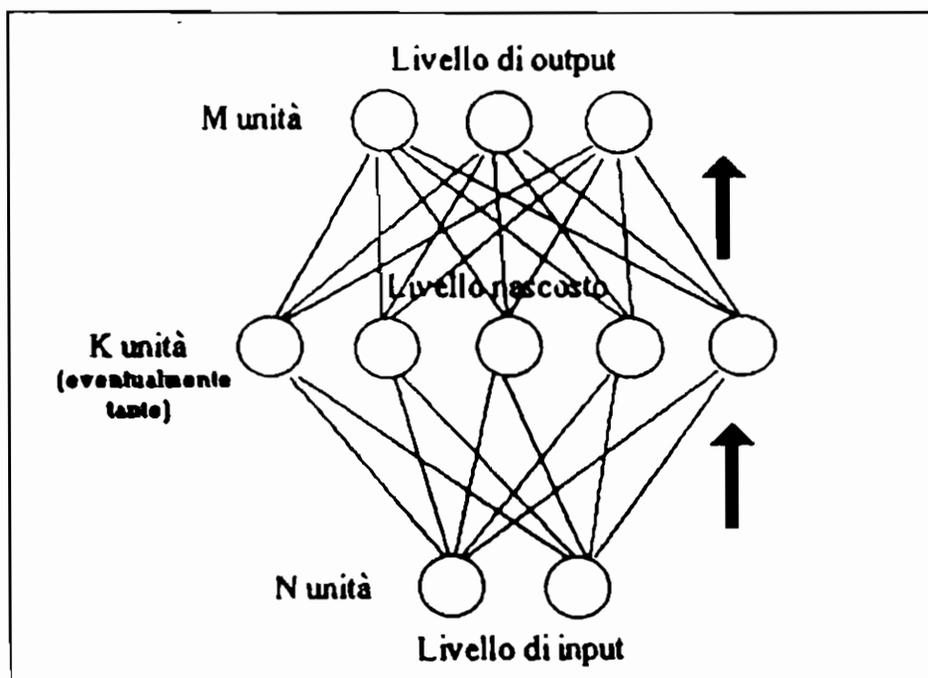


Figura 4. Rete a più strati (da [4])

sono totali e in una sola direzione: ogni unità riceve un segnale da tutte le unità dello strato precedente e trasmette il proprio valore di uscita, opportunamente pesato, a tutte le unità dello strato successivo. La struttura delle singole unità è un po' più complessa rispetto al modello originale di neurone: l'uscita è rappresentata da un valore reale compreso nell'intervallo  $[0,1]$  e la funzione di trasferimento può essere una qualsiasi funzione monotona differenziabile.

Queste caratteristiche sono richieste dalla particolare procedura di apprendimento di queste reti, come vedremo in seguito.

Questo semplice tipo di rete è interessante perchè le unità nascoste possono costruire liberamente le proprie rappresentazioni dei segnali in ingresso, definendo opportunamente i vari pesi. In questo modo si possono risolvere anche problemi più complessi rispetto al Perceptron. Si può infatti dimostrare che una qualsiasi funzione può essere calcolata da una rete neurale con tre strati decisionali, cioè con uno strato di uscita e due strati nascosti (Teorema di Kolmogorov). In particolare, reti con uno strato decisionale, come il Perceptron, possono risolvere problemi di separazione lineare; reti con due strati decisionali sono in grado di separare lo spazio dei valori in ingresso in semi-spazi convessi, mentre sono sufficienti tre strati decisionali per individuare semi-spazi di forma qualsiasi (v. Fig. 5).

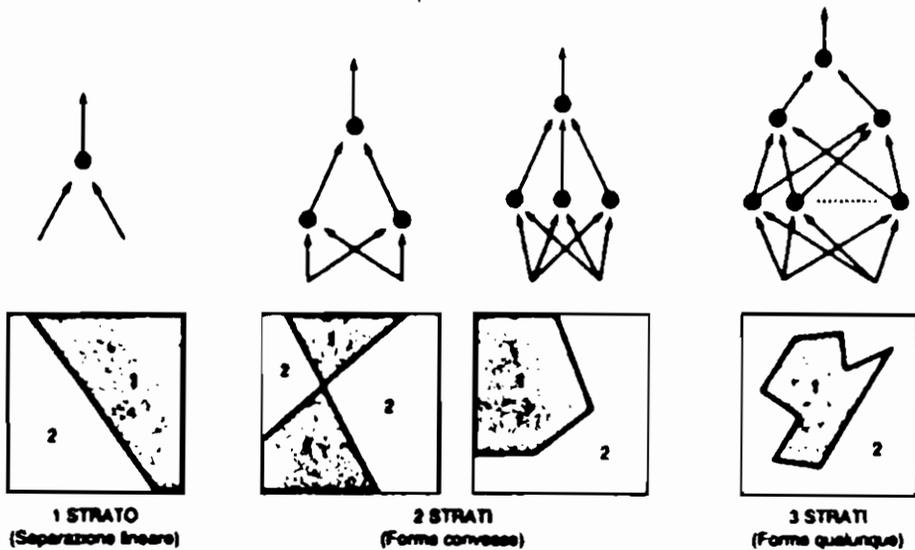


Figura 5 (da [3])

Il problema della funzione logica XOR si risolve facilmente individuando nello spazio bidimensionale degli input una striscia che ricopra i due valori nulli oppure i due valori unitari e pertanto occorre aggiungere un solo strato di unità nascoste al Perceptron.



Nei casi pratici il numero di unità di input e quello di output sono determinati dal problema che si vuole risolvere, mentre purtroppo non esistono criteri rigorosi per stabilire il numero ottimale degli strati intermedi e quello delle loro unità. In generale, comunque, non si adottano più di uno o due strati intermedi e il numero dei loro neuroni è spesso inferiore sia a quello degli input che a quello degli output.

Occupiamoci ora del processo di apprendimento, che, come è già stato sottolineato, riveste un ruolo di fondamentale importanza per il buon funzionamento della rete. In genere l'aggiornamento dei pesi delle connessioni di ogni unità viene effettuato in modo da minimizzare l'errore commesso da questa (cioè la differenza tra il valore di uscita calcolato e quello voluto). In questo tipo di rete però l'uscita voluta non è nota per le unità nascoste e non si conosce quindi a priori un criterio per modificarne i relativi pesi. Questo problema è stato risolto con la tecnica dell'*error back propagation* da Rumelhart, Hinton e Williams nel 1986. L'errore totale commesso dalla rete sia

$$E = \sum_k E_k = \frac{1}{2} \sum_k \sum_j (D_{kj} - Y_{kj})^2, \quad (6)$$

dove  $k$  rappresenta l'insieme degli esempi noti che la rete deve apprendere, mentre  $D_{kj}$  e  $Y_{kj}$  sono rispettivamente il valore di uscita voluto e quello calcolato dall'unità di output  $j$ -esima per l'esempio  $k$ -esimo. Per minimizzare questo errore viene utilizzata la tecnica di discesa del gradiente: si assegnano i pesi iniziali in modo casuale e li si varia nel tempo secondo la legge

$$\Delta W_{ij} = -\eta \frac{\partial E_k}{\partial W_{ij}}, \quad (7)$$

dove  $\eta$  ( $0 < \eta < 1$ ) è detto tasso di apprendimento. La formula (7) garantisce che tale variazione dei pesi porta a un minimo di  $E$ .

Consideriamo innanzitutto i pesi che connettono l'ultimo strato nascosto della rete con lo strato di uscita. In tal caso la variazione  $\Delta W_{ji}$  relativa alla  $j$ -esima unità di uscita e l' $i$ -esima unità dello strato precedente si può scrivere

$$\Delta W_{ji} = -\eta \frac{\partial E_k}{\partial Y_j} \frac{\partial Y_j}{\partial A_j} \frac{\partial A_j}{\partial W_{ji}}. \quad (8)$$

Tenendo conto dell'espressione (1) per l'attivazione  $A_j$  e della (6) si ottiene

$$\Delta W_{ji} = -\eta d_j X_i, \quad (9)$$

dove

$$d_j = T'(A_j)(Y_j - D_j) \quad (10)$$

e  $X_i$  indica il valore di uscita della  $i$ -esima unità dello strato nascosto precedente all'output. Si noti che l'espressione (10) contiene la derivata della funzione di trasferimento: da qui la richiesta di derivabilità introdotta all'inizio del paragrafo.

Per i pesi che connettono l'ultimo strato nascosto con quello precedente si ottiene invece

$$\Delta W_{ir} = -\eta \frac{\partial E_k}{\partial X_i} \frac{\partial X_i}{\partial A_j} \frac{\partial A_j}{\partial W_{ir}} = -\eta \frac{\partial E_k}{\partial X_i} T'(A_j) Z_r. \quad (11)$$

In questo caso la derivata dell'errore rispetto all'uscita dell'unità nascosta non è nota; si può però risalire al suo valore sfruttando i valori noti per lo strato di output: si sviluppa la derivata dell'errore nel modo seguente

$$\frac{\partial E_k}{\partial X_i} = \sum_j \frac{\partial E_k}{\partial Y_j} \frac{\partial Y_j}{\partial A_j} \frac{\partial A_j}{\partial X_i} = \sum_j \frac{\partial E_k}{\partial Y_j} T'(A_j) W_{ji} = \sum_j d_j W_{ji} \quad (12)$$

La (11) diventa allora

$$\Delta W_{ir} = -\eta T'(A_j) Z_r \left[ \sum_j d_j W_{ji} \right]. \quad (13)$$

Combinando questi risultati, la formula generale per l'aggiornamento dei pesi  $W_{ji}$  tra la  $j$ -esima unità di uno strato ( $s$ ) e l' $i$ -esima unità dello strato precedente ( $s-1$ ) assume la forma

$$\Delta W_{ji} = -\eta d_j^{(s)} O_i^{(s-1)}, \quad (14)$$

dove  $O_i$  è il valore di uscita dell' $i$ -esima unità e

$$d_j^{(s)} = (O_j^{(s)} - D_j^{(s)}) T'(A_j^{(s)}) \quad (15)$$

se  $s$  è lo strato di output, mentre

$$d_j^{(s)} = T'(A_j^{(s)}) \sum_r d_r^{(s+1)} W_{rj} \quad (16)$$

per ogni strato nascosto.

Nella maggior parte dei casi pratici si utilizza come funzione di trasferimento

$$T(A) = \frac{1}{1 + e^{-A}}, \quad (17)$$

che permette una notevole semplificazione dei calcoli, infatti

$$T'(A) = T(A)(1 - T(A)) \quad (18)$$

e

$$d_j^{(s)} = (O_j^{(s)} - D_j^{(s)}) O_j^{(s)} (1 - O_j^{(s)}) \quad (19)$$

$$d_j^{(s)} = O_j^{(s)} (1 - O_j^{(s)}) \sum_r d_r^{(s+1)} W_{rj} \quad (20)$$

rispettivamente nei due casi esposti in precedenza.

L'apprendimento con la tecnica *error back propagation* è di tipo ciclico: per ogni esempio da apprendere si calcolano i valori di attivazione e di uscita dal primo strato nascosto fino ad arrivare allo strato di output. Si calcolano quindi i valori di  $d_j$  e le variazioni dei pesi iniziando dallo strato di output e per ogni strato nascosto, partendo dall'ultimo e risalendo all'indietro fino al primo (da cui il nome "back propagation"). Questo processo viene iterato finché  $E$  diventa minore di un errore prefissato, idealmente nullo.

Con riferimento allo strato di output, si noti che, se il valore di output calcolato  $Y_j$  è 0 oppure 1, si ha sempre  $d_j = \Delta W_{ji} = 0$ , anche se  $Y_j$  fosse diverso da  $D_j$  e quindi anche se fosse necessario aggiornare i pesi. Questo è chiaramente un punto debole della procedura di apprendimento che stiamo trattando. Un altro punto debole è la lentezza di questa procedura, che richiede spesso un gran numero di iterazioni prima di conseguire un errore globalmente sufficientemente piccolo. Per velocizzare la convergenza del processo è utile

in molti casi pratici modificare la legge di aggiornamento dei pesi con l'introduzione di un termine "di momento"

$$W_{ji}(t + 1) = W_{ji}(t) + \Delta W_{ji} + \beta (W_{ji}(t) - W_{ji}(t - 1)) , \quad (21)$$

dove  $\Delta W_{ji}$  è la variazione dei pesi calcolata con le formule precedenti, mentre  $\beta$  è una costante positiva  $< 1$  (detta "momento"). L'aggiunta di questo termine, il cui effetto è controllato dal valore assegnato a  $\beta$ , rappresenta una specie di ricordo dell'aggiornamento precedente.

Un altro potenziale inconveniente delle reti a strati nascosti è la presenza di minimi relativi dell'errore, anche se nella pratica l'intrappolamento in minimi relativi non buoni si verifica raramente ed è considerato meno critico della lentezza di convergenza. Questo limite si può comunque migliorare con le seguenti modifiche, che però in genere rallentano ulteriormente il processo (si deciderà di volta in volta a quali tra queste ricorrere a seconda della particolare applicazione cui la rete è destinata):

- riduzione graduale del tasso di apprendimento, in modo che la rete possa inizialmente uscire da eventuali minimi locali ma poi, diminuendo  $\eta$ , rimanga in minimi più profondi senza compiere ampie oscillazioni;
- aumento del numero di unità nascoste, in modo che la rete si costruisca al suo interno una migliore rappresentazione dei dati di input;
- aggiunta di rumore casuale;
- introduzione di effetti del secondo ordine (legati alla derivata seconda delle funzioni di trasferimento) nella tecnica di discesa del gradiente.

## 5 Reti di Hopfield

Le reti di Hopfield hanno una topologia completamente diversa dalle reti a strati. Come schematizzato in Fig. 6, si tratta di reti totalmente connesse (ogni unità è collegata a tutte le altre), le

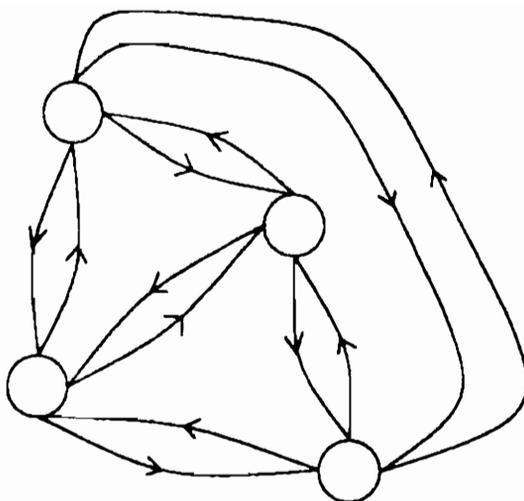


Figura 6. Rete di Hopfield (da [1])

connessioni sono simmetriche ( $W_{ij} = W_{ji}$ ) e non si hanno autoconnessioni ( $W_{ii} = 0$ ). I valori di ogni unità sono bipolari (-1,+1). In questo tipo di reti non c'è distinzione spaziale tra unità di input e unità di output: la rete riceve i valori di input in numero pari alle sue unità e, dopo averli elaborati, li presenta all'uscita attraverso le unità stesse. La regola di apprendimento assume una forma molto semplice: i pesi vengono fissati in un solo stadio, a differenza delle reti a più strati, secondo la seguente formula

$$W_{ij} = \sum_k X_{ki} X_{kj} , \quad (22)$$

dove la sommatoria si riferisce agli esempi che devono essere memorizzati e  $X_{ik}$  indica il valore assunto dalla  $i$ -esima unità all'esempio  $k$ -esimo.

A questo punto la rete può passare alla fase di esecuzione: i valori  $X_1, \dots, X_n$  presentati in input vengono modificati come segue

$$X_i(t+1) = +1 \quad (23)$$

se  $A_i = \sum_j W_{ij} X_j(t) - \theta_i \geq 0$ ,

$$X_i = -1 \quad (24)$$

se  $A_i = \sum_j W_{ij} X_j(t) - \theta_i < 0$ . Tale legge è applicata in modo asincrono, cioè serialmente a un'unità per volta, secondo un ordine prefissato o con scelta casuale. Questo processo viene poi iterato finché le rete si rilassa in uno stato di equilibrio, che corrisponde quindi ai valori di output.

L'evoluzione della rete verso una configurazione stabile è garantita dalle (23) e (24). Hopfield infatti ha dimostrato che alla rete è associata una funzione "energia"

$$E = -\frac{1}{2} \sum_{ij} W_{ij} X_i X_j + \sum_j \theta_j X_j \quad (25)$$

e che le configurazioni relative agli esempi appresi corrispondono ai minimi di  $E$ . Durante la fase di esecuzione questa energia diminuisce, infatti

$$\Delta E = \frac{\partial E}{\partial X_i} \Delta X_i = -A_i \Delta X_i \leq 0, \quad (26)$$

dato che, per le (23) e (24),  $A_i$  e  $\Delta X_i$  hanno segno opposto. La configurazione della rete allora si modifica finché si raggiunge lo stato di energia minima. Le reti di Hopfield sono perciò tipicamente utilizzate in problemi di ottimizzazione e di riconoscimento di configurazioni. Un esempio è mostrato in Fig. 7, dove una configurazione "sporca" presentata in input viene via via modificata fino a riprodurre il carattere voluto, che era stato memorizzato dalla rete nella fase di apprendimento. In problemi di questo tipo è possibile memorizzare al massimo  $k = 0.14n$  configurazioni diverse ( $n$  è il numero totale di unità). Come ordine di grandezza, per memorizzare le lettere dell'alfabeto ( $k=21$ ) è necessario utilizzare una rete con  $n \simeq 200$  unità e  $\frac{n(n-1)}{2} \simeq 20000$  connessioni diverse.

Uno dei maggiori inconvenienti presentati dalle reti di Hopfield, analogamente al caso delle reti a più strati, è quello della presenza di minimi relativi nell'energia (25). Come soluzione in genere si modifica la dinamica della rete adottando una legge di attivazione di

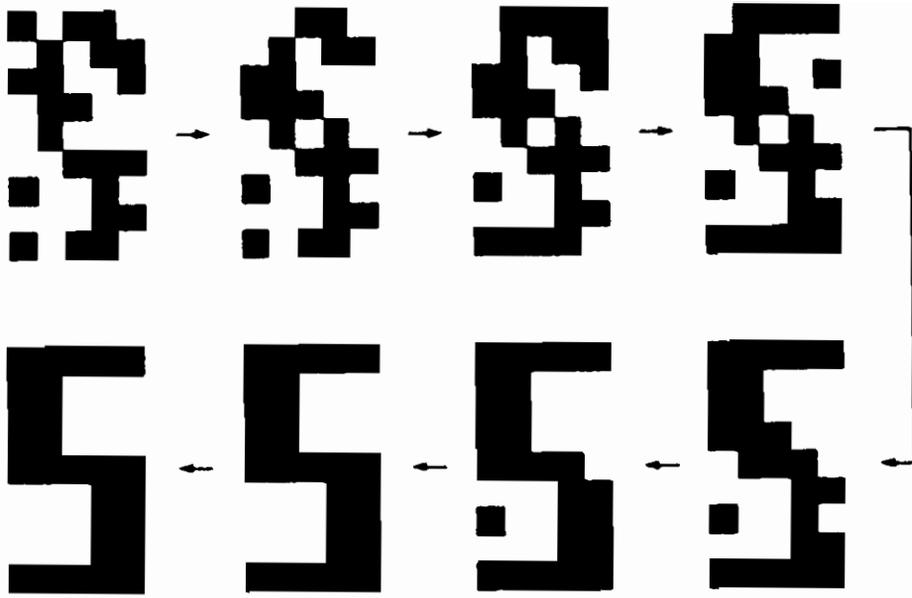


Figura 7. (da [1])

tipo probabilistico, nel senso che ogni unità ha una certa probabilità di non mutare il suo stato anche quando dovrebbe. La probabilità di attivazione della  $j$ -esima unità assume la forma

$$P_j(1) = \frac{1}{1 + e^{\frac{-\Delta E_j}{T}}}, \quad (27)$$

dove  $T$  rappresenta un parametro di controllo, detto anche temperatura in analogia alla distribuzione termica di Boltzmann. A  $T$  viene assegnato inizialmente un valore alto, in modo che la rete possa risalire a valori più alti di energia, superando così eventuali barriere locali; questo valore viene poi diminuito lentamente nel tempo in modo da congelare la rete nella configurazione di energia minima. Lo svantaggio di questa procedura è la lentezza del processo di rilassamento della rete.

## 6 Conclusioni

Per concludere questa breve introduzione alle reti neurali riassumiamo i vantaggi e gli svantaggi che si presentano nelle applicazioni pratiche.

L'attrattiva fondamentale deriva certamente dalla loro capacità di "comprendere" piuttosto che di memorizzare; questa si manifesta nella possibilità di fare analogie e somiglianze, di elaborare dati non memorizzati e generalizzare gli esempi appresi. Altri due vantaggi di notevole interesse sono la resistenza al rumore e la resistenza al degrado. Resistenza al rumore significa che la rete è in grado di trattare dati incerti, incompleti o "rumorosi" (la capacità di riconoscere input incompleti o rumorosi è detta anche memoria associativa); resistenza al degrado indica la capacità di operare anche in presenza di guasti o parti difettose (quest'ultima caratteristica ha un senso solo nel caso di reti neurali hardware realizzate direttamente con componenti elettronici). Entrambe queste caratteristiche derivano dal fatto che l'informazione viene elaborata in maniera distribuita in una moltitudine di unità elementari ed emerge quindi come fenomeno collettivo; di conseguenza un difetto parziale nell'informazione viene soppressoduto. Si noti la differenza rispetto ai computer tradizionali, estremamente sensibili al minimo errore. Un altro vantaggio consiste nella velocità computazionale della fase di esecuzione (poichè i calcoli da eseguire sono semplici somme pesate e decisioni di soglia).

Il processo di apprendimento invece richiede in genere tempi molto lunghi e spesso è necessaria una notevole e significativa casistica di esempi, non sempre disponibile o facile da raccogliere. Altre caratteristiche negative sono la scarsa precisione dei risultati ottenuti e la mancanza di una teoria rigorosa nella scelta della rete più adatta al problema in esame, che indichi quanti strati di unità adottare, quante unità per ciascuno strato, il tipo di funzione di trasferimento, ecc.

Le reti neurali costituiscono allora una valida alternativa ai calcolatori tradizionali quando i tempi di esecuzione sono lunghi, non è richiesta una grande precisione ed è preponderante l'esigenza di adattarsi flessibilmente a situazioni mutevoli o difficilmente rappresentabili in forma matematica.



## Riferimenti

- [1] R. Beale e T. Jackson, *Neural computing: an introduction*, IOP Publishing, 1990
- [2] G. E. Hinton, *Le Scienze* **291** (1992), 117
- [3] S. Cammarata, *Reti neuronali*, Ed. Bompiani, 1990
- [4] A. Mazzetti, *Reti neurali artificiali*, Ed. Apogeo, 1991
- [5] C. Peterson e T. Rognvaldsson, 1991 Cern school of computing (Proceedings), CERN 92-02, Ginevra 1992

Volume I - n. 1 4/3/1986	CINQUANTA ANNI DI INTERAZIONI DEBOLI: DALLA TEORIA DI FERMI ALLA SCOPERTA DEI BOSONI PESANTI - Marcello Conversi	pag. 1
Volume I - n. 2 1/7/1986	EFFECTS OF DIOXINS ON NATURE AND SOCIETY - Opening talk, Sergio P. Ratti	pag. 3
	DIOXIN IN MISSOURI - Arnon F. Yanders	pag. 11
	DEMONSTRATION OF INNOVATIVE REMEDIAL ACTION TECHNOLOGIES AT UNITED STATES MILITARY DIOXIN CONTAMINATED SITES - Terry L. Stoddard	pag. 23
	TIMES BEACH DIOXIN RESEARCH FACTLY - Robert J. Schreiber	pag. 41
	E.P.A. RISK ASSESSMENT OF CHLORINATED DIBENZO-P-DIOXIN AND DIBENZOFURANS (CCDs/CDFs) - Donald G. Barnes, Patricia Roberts	pag. 51
	RECENT INTERNATIONAL COOPERATION IN EXCHANGE OF INFORMATION ON DIOXIN - Donald G. Barnes	pag. 63
Volume II - n. 1 15/9/1987	CHLORACNE AND THE AGENT ORAGE PROBLEM IN THE U.S.A. - B. Fischmann	pag. 69
	CONVEGNO SU "LA CONOSCENZA ATTUALE DELLA INTERAZIONE GRAVITA- ZIONALE" - MOTIVAZIONI DEL CONVEGNO - Sergio P. Ratti	pag. 3
	LA CONOSCENZA ATTUALE DELLA INTERAZIONE GRAVITAZIONALE: UN PROBLEMA APERTO - Sergio P. Ratti, Roberto Silvotti	pag. 5
	SVILUPPI RECENTI SULLA CONOSCENZA DELLA COSTANTE DI GRAVITA- ZIONE UNIVERSALE - Anna Grassi, Giuliano Strini	pag. 19
	LIMITI SPERIMENTALI SULLA MISURA DELL'ACCELERAZIONE DI GRAVITA' - Roberto Cassinis	pag. 31
	CONSEGUENZE SPERIMENTALI DELLA IPOTESI DI ESISTENZA DI UNA QUINTA INTERAZIONE - Fabrizio Massa	pag. 43
	VERIFICA DEL PRINCIPIO DI EQUITVALENZA E FORZE TRA PARTICELLE ELEMENTARI - Bruno Bertoni	pag. 81
Volume II - n. 2 10/12/1987	TRANSIZIONE LIQUIDO SOLIDO - Mario Tosi	pag. 3
	EQUAZIONI DI MAXWELL NEL VUOTO ED ELETTRODINAMICA QUANTISTICA - Emilio Zavattini	pag. 27
Volume III - n. 1 6/6/1988	METODI DI DILATAZIONE ANALITICA E RISONANZE IN SISTEMI QUANTISTICI NON RELATIVISTICI - Fausto Borgonovi	pag. 1
	CAMPO ELETTRICO ED EMISSIONI DA CARICHE IN UN MEZZO - Michele Spada	pag. 13
	SPETTROSCOPIA VIBRAZIONALE DI SUPERRETICOLI SEMICONDUKTORI - Luciano Colombo	pag. 29
	SOLITONI IN FISICA NUCLEARE - Marco Radici	pag. 51
	ASPETTI NON LOCALI DEL COMPORTAMENTO QUANTISTICO - Oreste Nicosini	pag. 83
Volume III - n. 2 4/7/1988	CARATTERIZZAZIONE OTTICA IN SITU DI FILMS SOTTILI - Alessandra Piaggi	pag. 1
	TRANSIZIONI DI WETTING - Tommaso Bellini	pag. 23
	FORZE A TRE CORPI NEI GAS RARI - Silvia Celi	pag. 49
Volume III - n. 3 15/12/1988	FLAVOUR PHYSICS - Luciano Maiani	pag. 1
	THE STANDARD ELECTROWEAK MODEL: PRESENT EXPERIMENTAL STATUS - Pierre Darrulat	pag. 27
	WHY BE EVEN-HANDED? - Martin M. Block	pag. 47
	LA FISICA DEI COLLIDER - Paolo Bagnaia, Fernanda Pastore	pag. 1
Volume IV - n. 1 6/4/1989		
Volume IV - n. 2 15/6/1989	SOLAR WIND AND PHYSICS OF THE HELIOSPHERE - Bruno Coppi	pag. 2
	THE IGNITOR PROJECT - Bruno Coppi, Francesco Pegoraro	pag. 32
Volume IV - n. 3 15/9/1989	SPETTROSCOPIA ELLISSOMETRICA NEI SOLIDI - Alessandra Piaggi	pag. 3
	UNA INTRODUZIONE AL SUPERCONDUCTING SUPERCOLLIDER - R. Diaferia	pag. 23
	FENOMENI DI TRASPORTO IN SISTEMI HAMILTONIANI - Fausto Borgonovi	pag. 49
Volume V - n. 1 15/3/1990	MULTI-BODIED PHASE SPACE - A NEW APPROACH - Martin M. Block	pag. 1
	SCATTERING BRILLOUIN RISONANTE - Cristina Bosio	pag. 20
	METODO DI RINORMALIZZAZIONE PER LO STUDIO DELLA STRUTTURA ELET- TRONICA DI SUPERRETICOLI - Saverio Moroni	pag. 40
	MECCANISMI DI CONDUCTIBILITA' IONICA MEDIATI DA DIFETTI ESTRINSECI - IL CASO DEL QUARZO - Alberto Paleari	pag. 57
	STATISTICHE QUANTISTICHE ED INDISTINGUIBILITA' - Gianluca Introzzi	pag. 69
Volume V - n. 2 15/6/1990	FISICA DELLE ALTE ENERGIE ALLE KOAN FACTORIES - Renato Diaferia	pag. 1
	NEUTRONI FREDDI E NEUTRONI ULTRAFREDDI - Gianluca Raselli	pag. 15
	TRANSIZIONI ORDINE-DISORDINE NELLE DISPERSIONI COLLOIDALI - Paolo Di Trapani	pag. 51
Volume VI - n. 1 p. I - 11/10/1991	LE UNITA' DI MISURA DELLA RADIOPROTEZIONE - Sergio P. Ratti	pag. 1
	L'INCIDENTE NUCLEARE DI CHERNOBYL - Giuseppe Belli	pag. 7
	NORMATIVA E PRINCIPI DI RADIOPROTEZIONE - Argeo Benco	pag. 17
	APPENDICE 1 - Pubblicazioni I.C.R.P. - Argeo Benco	pag. 56
	APPENDICE 2a) - Il regime giuridico dell'impiego pacifico dell'energia nucleare	pag. 59
	APPENDICE 2b) - Elenco di provvedimenti di interesse per le attività di impiego pacifico dell'energia nucleare e delle radiazioni ionizzanti	pag. 64
	APPENDICE 2c) - Raccolta di Circolari Ministeriali relative all'utilizzazione delle sostanze radioattive e delle macchine radiogene	pag. 78

	APPENDICE 2d) - Raccolta di Circolari Ministeriali relative al trasporto delle sostanze radioattive	pag. 85
	RADIOATTIVITA' AMBIENTALE E RADIOECOLOGICA - Arrigo Cigna	pag. 87
	EFFETTI BIOLOGICI DELLE RADIAZIONI IONIZZANTI - Marco Caproni	pag. 107
Volume VI - n. 1 p. II - 11/10/1991	MODELLO PREVISIONALE DELLA CONCENTRAZIONE DI $^{90}\text{Sr}$ , $^{134}\text{Cs}$ E $^{137}\text{Cs}$ NELLA CATENA ALIMENTARE - Arrigo Cigna	pag. 117
	L'AMBIENTE E LA RADIOPROTEZIONE IN RELAZIONE AD INCIDENTI NUCLEARI - Arrigo Cigna	pag. 131
	INCIDENTE NUCLEARE "CHERNOBYL" E SUE RIPERCUSSIONI SULLA CATENA ALIMENTARE - R. Cazzaniga, G. Dominici, A. Malvicini, E. Sangalli	pag. 157
	PRIMA VALUTAZIONE DELL'IMPATTO RADIOLOGICO AMBIENTALE NELLA ZONA DI ISPRA IN RELAZIONE ALL'INCIDENTE NUCLEARE DI CHERNOBYL - Argeo Benco	pag. 177
	APPROCCIO FRATTALE ALLA DESCRIZIONE DELLA RADIOATTIVITA' IN ARIA IN ITALIA DOPO CHERNOBYL - Gianfausto Salvadori	pag. 201
Volume VII - n. 1 15/3/1992	ELECTRON ENERGY LOSS SPECTROSCOPY - Marco Amiotti	pag. 1
	LIVELLI ELETTRONICI PROFONDI IN SEMICONDUTTORI E LORO CARATTERIZZAZIONE - Adele Sassella	pag. 35
	LA RICERCA DEL BOSONE DI HIGGS AI FUTURI ACCELERATORI - G. Montagna	pag. 57
	SIMMETRIA CHIRALE E TEOREMA DI GOLDBERGER-TREIMAN - Carlo Gobbi	pag. 81
Volume VII - n. 2 15/10/1992	CRESCITA, CARATTERIZZAZIONE ED APPLICAZIONI DEI LANGMUIR-BLODGETT FILMS - Marco Amiotti	pag. 1
	LA CATODOLUMINESCENZA - Vittorio Bellani	pag. 35
	CORRELAZIONI ELETTRONICHE IN OSSIDI DI METALLI DI TRANSIZIONE - Luigi Sangaletti	pag. 63
Volume VIII - n. 1 15/1/1993	TEORIA DELLE STRINGHE IN DIMENSIONE NON CRITICA - Alberto Vancheri	pag. 1
	ROTTURA ESPlicita E SPONTANEA DI SIMMETRIE CONTINUE GLOBALI NEL MODELLO STANDARD - Antonio Defendi	pag. 25
	APPLICAZIONI DELLA $\mu^+\text{SR}$ NELLA STRUTTURA DELLA MATERIA - P. Carretta	pag. 39
	EFFETTI FOTORIFRAATTIVI IN CRISTALLI IONICI - Enrico Giulotto	pag. 75
Volume VIII - n. 2 15/4/1993	L'UNITA' DELLA SCIENZA. IL CASO DELLA FISICA, OGGI - Giorgio Salvini	pag. 1
	LA RICERCA DEL QUARK TOP: STATO ATTUALE E PROSPETTIVE FUTURE - Elisabetta Pennacchio	pag. 37
	MODELLO A TETRAEDRI PER LA FUNZIONE DIELETTICA DI SOLIDI AMORFI - Adele Sassella	pag. 73
	INTRODUZIONE ALLE RETI NEURALI - Chiara Macchiavello	pag. 93