

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PAVIA

---

# SCIENTIFICA ACTA

QUADERNI DEL DOTTORATO

VOLUME VII

ANNO VII

NUMERO 1

15 MARZO 1992



ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

---

CENTRO STAMPA - DIPARTIMENTI FISICI  
via Bassi, 6 27100 Pavia

## INDICE

- 1 - ELECTRON ENERGY LOSS SPECTROSCOPY -  
M. Amiotti pag. 1
- 2 - LIVELLI ELETTRONICI PROFONDI IN SEMICONDUCTORI E LORO CARATTERIZZAZIONE - A. Sassella pag. 35
- 3 - LA RICERCA DEL BOSONE DI HIGGS AI FUTURI ACCELERATORI - G. Montagna pag. 57
- 4 - SIMMETRIA CHIRALE E TEOREMA DI GOLDBERGER-TREIMAN - C. Gobbi pag. 81

**Marco Amiotti**

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

**ELECTRON ENERGY LOSS SPECTROSCOPY**

**Seminario tenuto il 14 dicembre 1990**

## Introduzione

Quando un fascio di elettroni accelerati colpisce un solido la maggior parte di questi perde energia cinetica a causa di urti anelastici. La Electron Energy Loss Spectroscopy (EELS) fornisce informazioni su molte eccitazioni dei solidi: le vibrazioni reticolari, le transizioni intrabanda ed interbanda, le eccitazioni delle shell elettroniche piu' interne. Le eccitazioni collettive producono una fluttuazione di carica che interagisce con il fascio elettronico, scambiando momento e diffondendo gli elettroni anelasticamente. Le eccitazioni "elettroniche" coprono un largo spettro energetico (da qualche eV a diverse centinaia di eV), mentre le eccitazioni reticolari hanno un' energia di circa un centesimo di eV. Perdite energetiche sono prodotte inoltre dall' accoppiamento degli elettroni incidenti col campo elettromagnetico in modo tale da creare fotoni se la velocità degli elettroni è maggiore della velocità della luce all' interno del solido ( effetto Cerenkov). Quest' ultima condizione può essere soddisfatta nei semiconduttori (es. Si e Ge) e porta a perdite di energia di qualche eV ed alla emissione di fotoni nel visibile. In generale, un esperimento di EELS consisterà nel misurare il numero di elettroni che hanno perso un' energia  $\Delta E$  e scambiato un momento pari a  $q$ .

La distribuzione angolare degli elettroni scatterati anelasticamente è centrata attorno a  $\theta_{\Delta} = \frac{\Delta E}{2E_0}$  (dove  $\Delta E$  è la perdita energetica ed  $E_0$  è l' energia incidente), mentre quella degli elettroni scatterati elasticamente è centrata attorno a  $\theta \sim \frac{1}{a k_{el}}$ , dove  $a$  è il raggio dell' atomo che scattera l' elettrone e  $k_{el}$  è il vettore d' onda dell' elettrone incidente. Comunemente  $\theta$  è cento volte più grande di  $\theta_{\Delta}$ . Nel caso di un metallo, gli elettroni incidenti interagiscono con gli elettroni liberi di densità  $10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  per creare i plasmoni, che sono fluttuazioni longitudinali della densità di carica nel volume o sulla superficie. L' energia di un' eccitazione di plasma di volume è dell' ordine di 10 eV e dipende dalla densità degli elettroni debolmente legati (nei semiconduttori i plasmoni sono originati dagli elettroni debolmente legati della banda di valenza). L' energia di eccitazione dei plasmoni di superficie è inferiore ad 1 eV. Le eccitazioni collettive possono verificarsi solo se il momento trasferito è minore di un certo valore  $q_c = \frac{\omega_p}{v}$  ove  $\omega_p$  è la fre-

quenza di plasma e  $v_f$  é la velocità di Fermi. In caso contrario si assisterá ad un' eccitazione di elettrone singolo. L' eccitazione dei livelli profondi degli atomi può essere trattata come eccitazione di particella singola e permette di identificare la natura chimica del solido. Uno studio della struttura fine dello spettro ad alta energia ( EXAFS ) permette di studiare gli atomi vicini all' atomo eccitato.

La EELS può essere realizzata in trasmissione o in riflessione. La prima configurazione richiede campioni molto sottili, una tensione di accelerazione degli elettroni di centinaia di KV e possiede una bassa risoluzione (circa  $0.5 \div 0.05$  eV). Nella seconda configurazione la tensione di accelerazione é solo da pochi Volt a qualche migliaio e la miglior risoluzione ottenibile é di qualche meV. In entrambe le configurazioni gli angoli di incidenza, di rivelamento, la tensione acceleratrice e lo spin degli elettroni sono fissi, mentre solo l' energia del fascio elettronico trasmesso o riflesso viene analizzata. La EELS presenta il vantaggio di ottenere delle informazioni su un range vasto d' energia senza ricorrere al sincrotrone ed offre la possibilità di scambiare momento di ampiezza variabile al variare dell' energia incidente e di rivelare strutture superiori a qualche eV dove la lunghezza d' onda é comparabile con le distanze interatomiche. Inoltre la EELS in riflessione é altamente sensibile alle condizioni della superficie del solido e viene utilizzata per esempio per studiare le molecole adsorbite da un metallo. Per quest' ultimo compito la tradizionale spettroscopia ottica e quella Raman non sono di grande aiuto perché la riflettività metallica nell' infrarosso é molto prossima all' unità. Il maggior svantaggio della EELS é costituito dalla sua bassa risoluzione rispetto alla spettroscopia ottica, tipicamente di circa 1 meV. La spettroscopia che usa fasci di atomi neutri per studiare la superficie dei solidi presenta una distribuzione energetica del fascio incidente larga 0.32 meV contro 1meV della EELS. Sebbene la spettroscopia "atomica" richieda un rivelatore ed un analizzatore piú sofisticati, essa presenta una risoluzione comparabile con quella ottica.

## I plasmoni<sup>[1]</sup>

Si consideri un solido con una densità di carica positiva e negativa uguale in ogni suo punto (jellium). Si supponga ora di spostare della carica negativa da una regione del solido, causando un eccesso di carica positiva. La carica negativa spostata sarà attratta indietro dall'attrazione coulombiana con l'eccesso di carica positiva e quindi comincerà ad oscillare. Siano  $en_0$  la densità di carica positiva e  $en(\tau, t)$  la densità di carica negativa. Lo spostamento della carica negativa di un tratto  $x$  origina una densità di corrente  $j = en\dot{x}$ , che soddisfa l'equazione di continuità:

$$\operatorname{div} j = \operatorname{div}(n\dot{x}) = -\frac{\partial n}{\partial t} \quad (1).$$

Se  $x$  è piccolo, l'Eq. (1) diventa:

$$n_0 \operatorname{div}(\dot{x}) = -\frac{\partial n}{\partial t} \quad (2)$$

e quindi scambiando fra loro la derivazione rispetto al tempo e quella rispetto allo spazio ed integrando rispetto al tempo si ottiene:

$$n_0 - n = n_0 \operatorname{div}(x) \quad (3).$$

Ricordando l'equazione di Maxwell  $\operatorname{div} E = 4\pi e(n_0 - n)$  e sostituendovi l'Eq. (3) si ottiene:

$$\operatorname{div} E = 4\pi en_0 \operatorname{div} x \quad (4),$$

da cui  $E = 4\pi en_0 x$ , che soddisfa la condizione al contorno  $E = 0$  per  $x = 0$ . Considerando ora solo lo spostamento di un elettrone di massa  $m_e$ , l'equazione di Newton

$$m_e \ddot{x} = -eE = -4\pi e^2 n_0 x \quad (5)$$

assume la classica formula dell'oscillatore armonico di frequenza  $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e}$ . Le oscillazioni di plasma sono una diretta conseguenza dell'interazione attrattiva a lungo raggio coulombiana nel plasma.

Si supponga infatti che l' interazione coulombiana repulsiva tra due elettroni separati da  $r_{ij}$  sia schermata su una distanza  $l$  tale che il potenziale repulsivo coulombiano sia della forma :

$$V = \frac{e^2}{r_{ij}} e^{-\frac{r_{ij}}{l}} \quad (6).$$

In un gas di elettroni liberi  $l = v_f \frac{2\pi}{\omega_p}$ , dove  $v_f$  é la velocità di Fermi e  $\omega_p$  é la frequenza di plasma. Prendendo  $\omega_p$  uguale a  $10^{16} \text{ s}^{-1}$  e  $v_f$  a  $10^{-2}c$ , si ottiene  $l = 1\text{Å}$ , per cui il potenziale repulsivo coulombiano é totalmente schermato in un gas di elettroni liberi.

Nel modello ad elettroni liberi dove la funzione d' onda totale é espressa dal determinante di Slater di singole onde piane, la funzione d' onda dello stato fondamentale é costruita riempiendo tutti gli stati con vettore d' onda minore di  $k_f$ , vettore d' onda di Fermi. Il piú semplice stato eccitato consisterá nel prendere un elettrone in uno stato occupato con  $k \leq k_f$  e trasferirlo in uno stato con  $\hat{k} > k_f$ . Poiché il momento totale del sistema é nullo nello stato fondamentale, il cambiamento totale di momento sará  $q = \hat{k} - k$  mentre l' energia del sistema sará aumentata di:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k + q)^2 - \frac{\hbar^2}{2m_e} k^2 \quad (7).$$

Tenendo conto delle restrizioni  $k \leq k_f$  e  $\hat{k} > k_f$ , si trova che per un dato valore del vettore d' onda scambiato  $q$ , non tutte le energie di eccitazione sono permesse. Dalla Fig. 1 si puó vedere che il continuo delle energie di eccitazione di particella singola é compreso tra  $\frac{1}{2}q^2 + qk_f$  e  $\frac{1}{2}q^2 - qk_f$ . Per piccoli  $q$ , la legge di dispersione per le eccitazioni collettive di plasma é:

$$\omega_p^2(q) = \omega_p^2 + \frac{3}{5}v_f^2q^2 \quad (8).$$

Per grandi  $q$ , la relazione (8) non é piú valida perché é necessario introdurre potenze di  $q$  di ordine superiore a 2. Quando

$$\hbar\omega(q_c) = \frac{\hbar^2}{2m_e} (q_c^2 + 2k_fq_c) \quad (9)$$

cioé quando la curva di dispersione dei plasmoni incontra la regione di eccitazione di particella singola, il plasmon decade in una coppia buca-elettrone con un tempo di vita medio  $\tau$ . Per  $q < q_c$  la semplice teoria sviluppata fino ad ora, prevede che i plasmoni non siano smorzati, mentre sperimentalmente si é trovato il contrario. La spiegazione si trova nel considerare l'interazione tra il gas di elettroni oscillante e il potenziale del reticolo periodico, trascurato nel modello semplice di jellium da cui si é partiti.

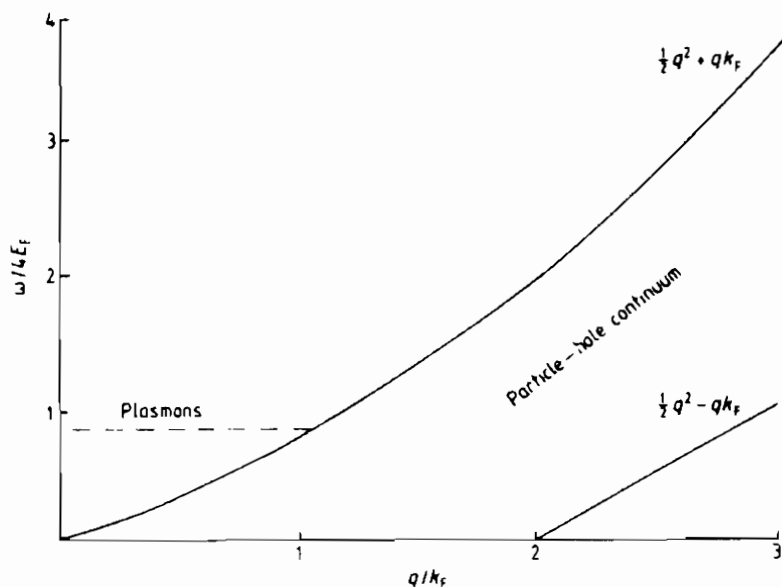


Fig. 1. Spettro di eccitazione di un gas uniforme di elettroni interagenti. La creazione di una coppia elettrone-buca avviene tra le linee contrassegnate da  $\frac{1}{2}q^2 + qk_f$  e  $\frac{1}{2}q^2 - qk_f$ .

L'esistenza dei plasmoni ha importanti conseguenze sulle proprietà ottiche dei metalli. Considerando sempre il modello di jellium ed applicando un debole campo esterno variabile nel tempo, l' Eq. (5) diventa:

$$m_e \ddot{x} + 4\pi e^2 n_0 x = -eD \quad (10).$$

Passando alle trasformate di Fourier dell' Eq. (10) e dell' Eq. (5), si ottiene:

$$(-m_e \omega^2 + 4\pi e^2 n_0)x(\omega) = -eD(\omega) \quad (11)$$



$$m_e \omega^2 x(\omega) = eE(\omega) \quad (12).$$

Combinando l' Eq. (11) con L' Eq. (12), si ottiene:

$$E(\omega) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) = D(\omega) \quad (13)$$

per cui la funzione dielettrica del jellium risulta:

$$\epsilon(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \quad (14).$$

Quindi si può trovare la frequenza di plasma attraverso la spettroscopia ottica individuando la frequenza alla quale la parte reale della funzione dielettrica si annulla. Poiché la parte immaginaria della funzione dielettrica è nulla il jellium è trasparente. L' Eq. (14) è valida solo ad alte energie mentre a basse energie è necessario considerare anche l' interazione tra il gas elettronico e il reticolo cristallino. Dalla Eq. (13) si osserva che in presenza di un campo elettrico esterno  $E(\omega) \neq 0$ , si ottiene alla frequenza di plasma ( $\epsilon(\omega_p) = 0$ ) che il vettore spostamento elettrico  $D(\omega)$  è nullo, come deve essere in assenza di cariche esterne. Poiché la spettroscopia ottica copre solo una piccola regione vicino a  $q=0$ , lo scattering anelastico di elettroni e di raggi X è utilizzato per cercare eccitazioni di plasma ad alte energie.

Dall' elettrodinamica classica si può calcolare la potenza dissipata per unità di volume da una particella carica che attraversa un mezzo metallico dalla seguente formula:

$$P = \frac{1}{4\pi} E \frac{\partial D}{\partial t} \quad (15).$$

Nel nostro caso,  $D$  è il campo dovuto alla carica esterna  $e$  ed è dato da:

$$D = -grad\left(\frac{e}{|r - vt|}\right) \quad (16),$$

dove  $v$  è la velocità della carica ed è tale da trascurare gli effetti di rinculo. Passando alle trasformate di Fourier dell' Eq. (16), si ottiene:

$$D(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk d\omega}{(2\pi)^4} e^{i(kr - \omega t)} D(k, \omega) \quad (17)$$

$$D(k, \omega) = -ik \frac{4e\pi}{k^2} \delta(\omega - kv) \quad (18).$$

Ciascuna componente di Fourier di  $D(k, \omega)$  é in relazione alla corrispondente componente  $E(k, \omega)$  attraverso la seguente relazione:

$$E(k, \omega) = \frac{D(k, \omega)}{\epsilon(k, \omega)} \quad (19).$$

Il corrispondente contributo alla potenza dissipata puó esser calcolato usando l' Eq. (15):

$$P(k, \omega) = \frac{1}{4\pi} \text{Re}[E(k, \omega)e^{-i\omega t}] \text{Re}[-i\omega D(k, \omega)e^{-i\omega t}] \quad (20).$$

Se si media su un periodo si ottiene dall' Eq. (20) :

$$P(k, \omega) = -\frac{\omega}{8\pi} \text{Im}\left(\frac{1}{\epsilon(k, \omega)}\right) [D(k, \omega)]^2 \quad (21).$$

Da quest' ultima relazione si ottiene un picco nella potenza dissipata e quindi un' eccitazione di plasma quando  $\epsilon(k, \omega)=0$ , come già osservato nel modello del jellium.

### EELS in trasmissione<sup>[2,3]</sup>

Siccome la spettroscopia ottica é molto sensibile in UV alle condizioni della superficie, una migliore determinazione delle funzioni ottiche di un materiale si puó ottenere attraverso l' analisi delle perdite d' energia degli elettroni che attraversano sottili films cristallini. Gli elettroni incidenti trasferiscono agli elettroni del cristallo un momento  $\hbar q$  ed un' energia  $\Delta E$ . Il campo agente sugli elettroni del cristallo puó essere rappresentato da un campo elettrico longitudinale di direzione  $q$ . Il campo elettrico trasversale della luce muove gli elettroni del cristallo come un tutto in direzione perpendicolare alla sua direzione di propagazione senza

cambiare la loro densità, mentre il campo elettrico longitudinale prodotto da un fascio elettronico produce variazioni della densità di carica degli elettroni del cristallo in direzione  $q$ . Si può quindi confrontare la funzione dielettrica  $\epsilon_{long}$  ottenuta da misure di perdita energetica e  $\epsilon_{tras}$  ottenuta da misure di riflettività: si trova sistematicamente un buon accordo a grandi lunghezze d'onda.

Si consideri un elettrone incidente di energia  $E_0$  e momento  $\hbar k_0$  che mentre penetra un film cristallino di spessore  $D$ , perde in un unico processo anelastico l'energia  $\Delta E$  ( $\Delta E \ll E_0$ ) e trasferisce al cristallo un momento  $\hbar q$  ( $|\hbar q| \ll |\hbar k_0|$ ). La probabilità di una perdita d'energia  $\Delta E$  è:

$$P_1(\Delta E, \theta) d\Delta E d\Omega = \left(\frac{e}{\pi \hbar v}\right)^2 Im\left(-\frac{1}{\epsilon}\right) D \frac{1}{\theta^2 + \theta_{\Delta E}^2} d\Delta E d\Omega \quad (22)$$

dove  $v$  è la velocità dell'elettrone incidente,  $e$  la sua carica,  $\epsilon$  è la funzione dielettrica del materiale e  $\theta$  è l'angolo di cui è deviato l'elettrone. Nel limite non relativistico ( $2E_0 = pv$ ),  $\theta_{\Delta E} = \frac{\omega}{k_0 v} = \frac{\Delta E}{pv}$  rappresenta la percentuale di energia trasferita dall'elettrone al materiale. Per  $E_0=50$  KeV e  $\Delta E=10$  eV,  $\theta_{\Delta E}$  vale 0.1 mrad per cui è possibile trascurarlo nell'Eq. (22). Quindi  $P_1(\Delta E, \theta)$  è proporzionale alla  $Im\left(-\frac{1}{\epsilon}\right)$ ,  $\theta^{-2}$  ed ha massimi quando  $\epsilon_1 = 0$  ed  $\epsilon_2$  è piccola. Dalla Fig. 2 si può calcolare il momento trasferito  $q$ :

$$q_{\parallel} = |k_0| \theta \quad (23)$$

$$q_{\perp} = \frac{\Delta k}{k_0} |k_0| = |k_0| \frac{\Delta E}{2E} = |k_0| \theta_{\Delta E} \quad (24)$$

$$q^2 = q_{\perp}^2 + q_{\parallel}^2 = k_0^2 (\theta^2 + \theta_{\Delta E}^2) \quad (25).$$

Accanto alle perdite energetiche nel volume del film, gli elettroni incidenti perdono energia anche sulla superficie del film, causando eccitazioni superficiali, che introducono nell'Eq. (22) un termine proporzionale a  $\theta^{-3}$ . Se si analizzano gli elettroni deviati di un grande angolo, si è sicuri di ottenere informazioni sulle proprietà dielettriche del bulk. Infatti i contributi superficiali alla Eq. (22) sono del 10% a  $\theta=0.5$  mrad e diventano del 2% a  $\theta=0.9$  mrad.

Di solito, negli esperimenti di EELS in trasmissione si considera valida l' Eq. (22) per  $\theta \geq 0.6$  mrad.

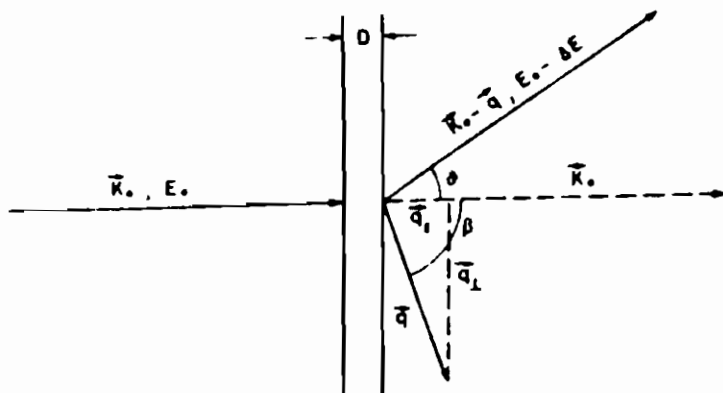


Fig. 2. Collisione anelastica di un elettrone contro un cristallo di spessore  $D$ .

Come si é già accennato, nel diamante e nei composti della III e V colonna la  $\epsilon_1$  raggiunge il valore di circa 20 nella regione di  $\Delta E$  da 3 a 8 eV. Usando elettroni di 50 KeV cioè  $v \sim 0.4$   $c$ , la condizione per perdite energetiche per effetto Cerenkov é soddisfatta, per cui l' Eq. (22) perde validità. Considerando gli effetti relativistici e l' effetto Cerenkov, l' Eq. (22) deve essere sostituita dalla seguente:

$$P_{rel}^{VOL}(\Delta E, \theta) d\Delta E d\Omega = \left(\frac{e}{\pi \hbar v}\right)^2 \text{Im}\left(-\frac{1}{\epsilon}\right) D \frac{\theta^2 + \theta_{\Delta E}^2 [(1 - \epsilon_1 \beta^2)^2 + (\epsilon_2 \beta^2)^2]}{[\theta^2 + \theta_{\Delta E}^2 (1 - \epsilon_1 \beta^2)]^2 + (\theta_{\Delta E}^2 \epsilon_2 \beta^2)^2} d\Delta E d\Omega \quad (26)$$

ove  $\beta = \frac{v}{c}$ . Sotto la condizione  $\epsilon_1 \beta^2 > 0.5$  e  $\epsilon_2$  piccola, l' Eq. (26) prevede un forte picco per  $\theta = 0.05$  mrad, non presente nell' Eq. (22) e che é dovuto non a perdite energetiche degli elettroni, ma ad effetti relativistici.

Si deve tener conto anche degli urti multipli per spiegare gli spettri ad alta energia. Ci si può limitare al caso in cui gli elettroni subiscono solo due urti anelastici consecutivi durante l' attraversamento del film come rappresentato in Fig. 3. Il primo urto anelastico può avvenire nell' elemento  $dD_1$  del film dopo che gli elettroni hanno attraversato un tratto  $D_1$ . L' intensità di questi

elettroni provenienti da  $dD_1$  é :

$$I_1(\Delta E_1, \theta_1) \frac{dD_1}{D} \quad (27).$$

La probabilità che gli elettroni subiscano un secondo urto anelastico nell' attraversare il tratto  $D - D_1$ , é:

$$P_1(\Delta E_2, \theta_2) \frac{D - D_1}{D}. \quad (28)$$

L' intensità totale  $I_2(\Delta E, \theta)$  del processo a due urti anelastici si ottiene attraverso la convoluzione di  $I_1$  con  $P_1$  e l' integrazione su tutti gli elementi  $dD_1$  del film:

$$I_2(\Delta E, \theta) = \int_0^D \int_0^{\Delta E} \int_0^\infty I_1(\Delta E_1, \theta_1) P_1(\Delta E_2, \theta_2) \frac{D - D_1}{D^2} dD_1 d\Delta E_1 d\Omega_1, \quad (29)$$

e dopo l' integrazione su  $dD_1$  si ottiene:

$$I_2(\Delta E, \theta) = \frac{1}{2} \int_0^{\Delta E} \int_0^\infty I_1(\Delta E_1, \theta_1) P_1(\Delta E_2, \theta_2) d\Delta E_1 d\Omega_1, \quad (30)$$

con  $P_1(\Delta E_2, \theta_2)$  dato dall' Eq. (22). I valori calcolati di  $Im(-\frac{1}{\epsilon})$  attraverso l' Eq. (30), che tiene conto dei processi a due urti anelastici, coincidono con i valori misurati entro l' errore sperimentale per film metallici di diverso spessore (500 e 1000 Å)<sup>[4]</sup>. Sotto queste condizioni si possono trascurare gli effetti degli urti anelastici di ordine superiore.

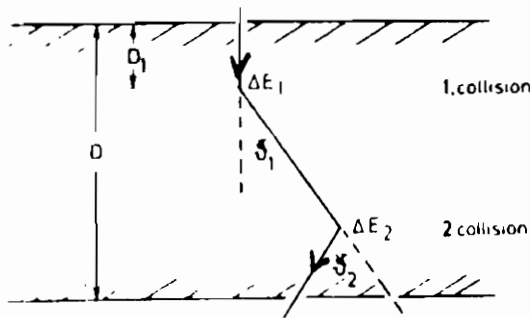


Fig. 3. Schema di due collisioni anelastiche.

Sperimentalmente si ottengono il numero di elettroni che hanno attraversato il film senza aver subito urti anelastici ed il numero di elettroni  $I_1(\Delta E, \theta)$  che hanno perso un' energia  $\Delta E$  e sono stati scatterati di un angolo  $\theta$ . Poiché si può verificare che lo spettro in energia è indipendente dalla distribuzione angolare del fascio trasmesso, l' intensità del fascio trasmesso senza perdite energetiche è  $I_0 J(\Delta E) J(\theta)$ , dove evidentemente  $J(\Delta E)$  è la funzione di distribuzione energetica e  $J(\theta)$  è la distribuzione angolare.  $J(\Delta E)$  e  $J(\theta)$  sono normalizzate a 1 quando  $\Delta E = \theta = 0$ . L' intensità  $I_1(\Delta E, \theta)$  degli elettroni scatterati anelasticamente è:

$$I_1(\Delta E, \theta) = I_0 \int \int J(\Delta E') P_1(\Delta E - \Delta E', \theta - \theta') J(\theta') d\Delta E' d\Omega', \quad (31)$$

dove  $P_1$  è data dall' Eq.(22). Se si trascura la dipendenza di  $\epsilon$  da  $\theta$ , si possono separare i due integrali in  $d\Omega$  ed in  $d\Delta E$  per  $J(\theta) > 0$ . Per  $J(\Delta E) > 0$  la differenza tra  $\theta_{\Delta E + \Delta E'}$  e  $\theta_{\Delta E - \Delta E'}$  è trascurabile. Per cui l' Eq. (31) diventa:

$$I_1(\Delta E, \theta) = \left(\frac{e}{\pi v \hbar}\right)^2 D I_0 \int \text{Im}\left(-\frac{1}{\epsilon(\Delta E - \Delta E')}\right) J(\Delta E') d\Delta E' \int \frac{J(\theta')}{\theta_{\Delta E}^2 + (\theta - \theta')^2} d\Omega' \quad (32)$$

Nel primo integrale dell' Eq. (32) le variazioni di  $\text{Im}\left(-\frac{1}{\epsilon}\right)$  sono trascurabili nella regione energetica dell' integrale per cui si può portar fuori  $\text{Im}\left(-\frac{1}{\epsilon}\right)$  dall' integrale. Poiché  $J(\theta)$  è simmetrica attorno a  $\theta=0$ , si può integrare sull' angolo di azimut  $\phi$  e porre il secondo integrale uguale a  $F(\Delta E)$ . Dall' Eq. (32) si ottiene:

$$\text{Im}\left(-\frac{1}{\epsilon(\Delta E)}\right) = \frac{I_1(\Delta E, \theta)}{I_0} \left(\frac{\pi \hbar v}{e}\right)^2 \frac{1}{D} \left[ \int J(\Delta E') d\Delta E' F(\Delta E') \right]^{-1} \quad (33).$$

Quindi la determinazione sperimentale di  $\text{Im}\left(-\frac{1}{\epsilon}\right)$  avviene facendo il rapporto tra il numero di elettroni scatterati anelasticamente  $I_1(\Delta E, \theta)$  ed il numero di elettroni incidenti  $I_0$ .  $F(\Delta E)$  è proporzionale a  $(\Delta E)^{-2}$  per piccoli  $\theta$  ed è costante per grandi  $\theta$ . Gli errori nella determinazione di  $\text{Im}\left(-\frac{1}{\epsilon}\right)$  dipendono dalla precisione con cui si conosce  $D, J(\Delta E), I_0$  e  $J(\theta)$  ( $E_0$  e  $\Delta E$  sono misurate con alta accuratezza). In generale si assume che la funzione perdita

di energia sia determinata con un'incertezza del 15% per energie inferiori a 50 eV, mentre l'incertezza cresce al 20% per energie superiori.

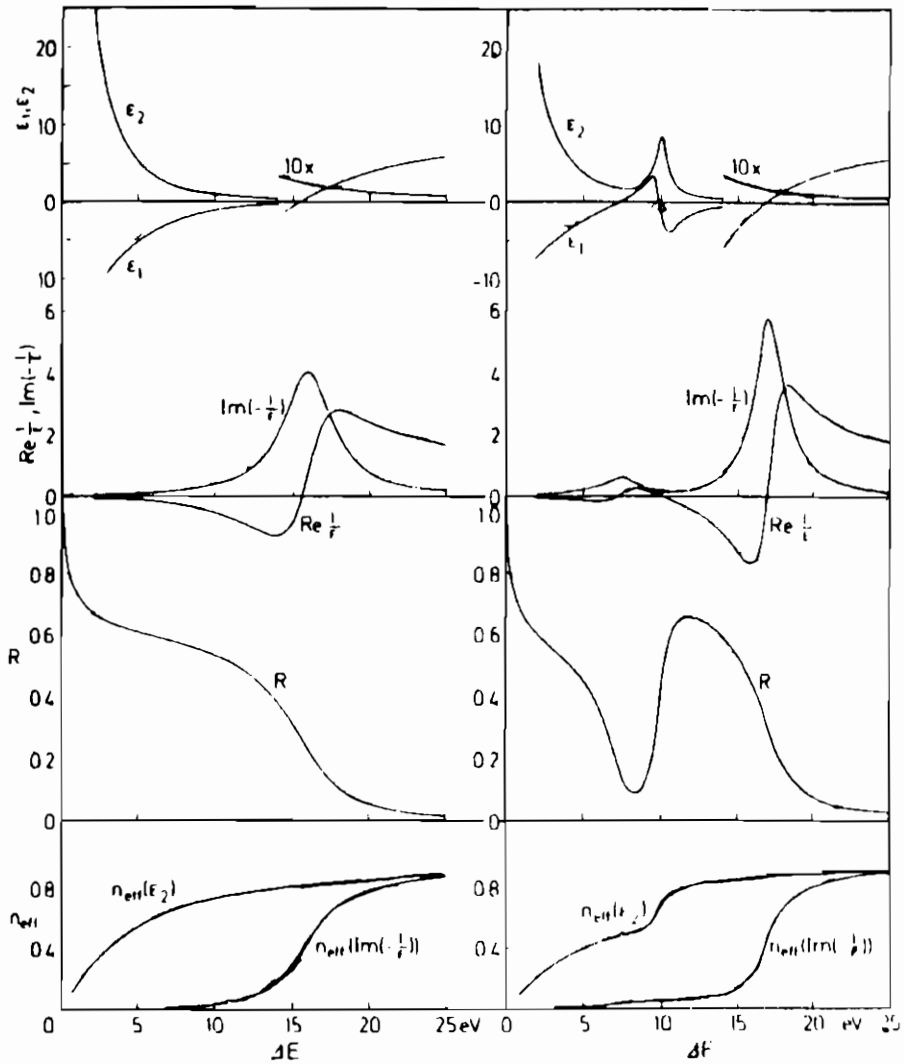


Fig. 4. Sulla sinistra sono rappresentati  $\epsilon_1, \epsilon_2, \text{Im}(-\frac{1}{\epsilon(\omega)}), \text{Re}(-\frac{1}{\epsilon(\omega)})$ , la riflettività,  $n_{eff}(\epsilon_2)$  e  $n_{eff}(\text{Im}(-\frac{1}{\epsilon(\omega)}))$  caratteristici di un gas di elettroni liberi con  $\hbar\omega_p = 16$  eV e  $\tau = 1.64 \cdot 10^{-16}$  sec. Sulla destra le stesse quantità sono state modificate dalla sovrapposizione di un oscillatore con  $\hbar\omega_0 = 10$  eV e  $\tau_0 = 6.6 \cdot 10^{-16}$  sec.

## Analisi dei dati

Una volta ottenuta la funzione  $Im(-\frac{1}{\epsilon(\omega)})$  dalle misure sperimentali, si può ottenere per i materiali isotropi la  $Re(-\frac{1}{\epsilon(\omega)})$  attraverso la seguente relazione di Kramers-Kronig:

$$Re(-\frac{1}{\epsilon(\omega)}) - 1 = 2\pi^{-1}P \int_0^{\infty} Im(-\frac{1}{\epsilon(\omega')}) (\frac{\omega'}{\omega'^2 - \omega^2}) d\omega' \quad (34).$$

Per i cristalli anisotropi, la Loss Function(LF)  $Im(-\frac{1}{\epsilon})$  dipende fortemente dalla direzione di  $q$ . In questo caso due misure a  $\theta$  e a  $-\theta$  devono essere fatte e l' Eq. (34) deve essere modificata nel seguente modo:

$$Re(\frac{-1}{\epsilon(\omega, \theta)}) - 1 = \pi^{-1}P \int_0^{\infty} (Im(\frac{-1}{\epsilon(\omega', \theta)}) \frac{1}{\omega' - \omega} + Im(\frac{-1}{\epsilon(\omega', -\theta)}) \frac{1}{\omega' + \omega}) d\omega' \quad (35)$$

Gli integrali delle Eq. (34) e (35) possono essere calcolati numericamente per energie inferiori a 2eV, considerando la LF ogni  $\Delta\hbar\omega_i = 0.01$  eV in modo da poterla interpolare con una retta. Per energie superiori, gli integrali possono essere risolti analiticamente. Per i metalli si può estrapolare la LF come lineare in prossimità di  $\omega' = 0$  e proporzionale a  $\omega'^{-3}$  per  $\omega' \gg \omega_p$ . Comunque il contributo all' integrale nelle zone  $\omega' \sim 0$  e  $\omega' \sim \infty$  è trascurabile.  $Re(-\frac{1}{\epsilon(\omega)})$  valutata attraverso l' Eq. (34) è più sensibile agli errori più l' integrale nella stessa equazione approssima l' unità (questo è il caso per esempio dei metalli a bassa energia). Un' accuratezza sperimentale di circa il 15% non è sufficiente per fornire ragionevoli valori di  $Re(-\frac{1}{\epsilon(\omega)})$  e quindi si deve ricorrere alla conoscenza del  $\lim_{\omega \rightarrow \infty} Re(-\frac{1}{\epsilon(\omega)})$ , ottenuto da altri esperimenti o considerazioni teoriche. Si può controllare l' autoconsistenza dei risultati ottenuti attraverso la seguente regola di somma:

$$\int_0^{\infty} Im(-\frac{1}{\epsilon(\omega')}) \omega' d\omega' = \frac{2\pi e^2}{m} N n_0, \quad (36)$$

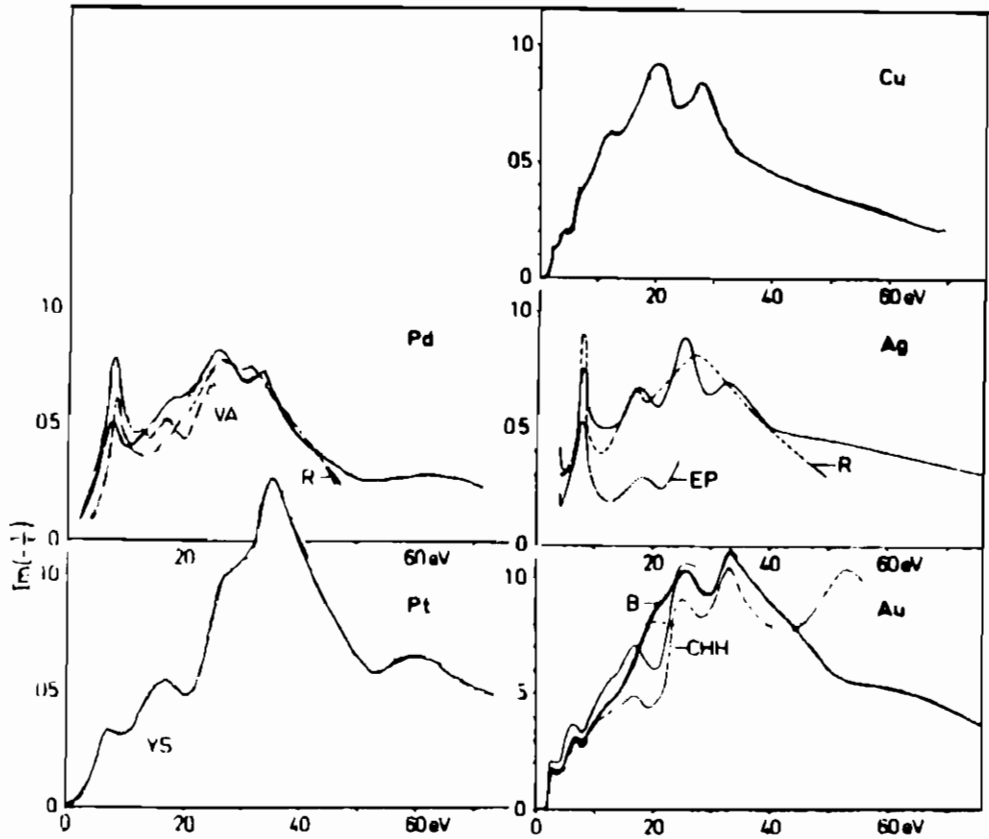


dove  $N$  é la densità degli atomi nel materiale,  $e$  la carica dell' elettrone,  $m$  la massa dell' elettrone libero ed  $n_0$  il numero di elettroni per atomo.

Nella Fig. 4 é rappresentato il comportamento della funzione dielettrica, della LF, della  $Re(-\frac{1}{\epsilon(\omega)})$ , della riflettività e del numero efficace di elettroni che contribuiscono alle proprietà ottiche fino alla frequenza  $\omega$ , ottenuto sostituendo  $\omega$  nell' estremo superiore dell' integrale dell' Eq. (36) al posto di  $\infty$ , per un gas di elettroni liberi e per un gas di elettroni liberi a cui é sovrapposto un oscillatore con  $\hbar\omega_0 = 10$  eV. Si vede che la LF assume dei massimi per  $\omega_p$  quando  $\epsilon_1=0$  ed  $\epsilon_2$  é piccola. La larghezza a metà altezza della LF é  $\frac{\hbar}{\tau}$ , ove  $\tau$  é il tempo di vita medio degli elettroni liberi tra due collisioni. Si può notare che associato al massimo nella LF corrisponde una brusca diminuzione della riflettività, che si annulla a  $\omega_p$  per  $\omega_p\tau = \infty$ . Lo spostamento della frequenza di plasma a circa 7 eV nel modello con l' oscillatore é dovuto al contributo positivo della  $\epsilon_1$  derivante dalla presenza dell' oscillatore ( $\epsilon_1^b$ ). In questo caso si può parlare di oscillazioni di plasma a bassa energia (esempi sono Ag, MoS<sub>2</sub> e la grafite). Se il contributo a  $\epsilon_1$  dell' oscillatore é piccolo tale che  $\epsilon_1$  rimanga negativa per  $\omega \leq \omega_p$ , il picco nella LF a bassa energia é piccolo ( esempio Au e Cu). Il picco di plasma vicino a  $\omega_p$  é spostato ad energie maggiori poiché il contributo di  $\epsilon_1^b$  alla  $\epsilon_1^{TOT}$  sposta la frequenza dove  $\epsilon_1=0$  a valori maggiori. Dal picco della LF di un gas di elettroni liberi é possibile determinare  $\omega_p$  e  $\tau$ , mentre per gli isolanti é necessario considerare le frequenze  $\omega_{oi}$  dei vari oscillatori introdotti nel modello teorico per fittare meglio i dati sperimentali.

Nella Fig. 5 sono riportate le LF per film spessi da 400 a 900 Å di metalli nobili e di transizione<sup>[5]</sup>. Per energie inferiori a 10 eV nei metalli di transizione la LF cresce lentamente e presenta il primo picco a circa 7 eV, dovuto ad un' eccitazione di plasma smorzata, mentre nei metalli nobili ci sono massimi già attorno a 2 eV. Per energie superiori a 10 eV, l' andamento della LF per i metalli di transizione e per quelli nobili é identico. Il largo picco a 60 eV é dovuto alle transizioni dai livelli profondi. Sia il valore assoluto sia le strutture della LF ottenute sperimentalmente attraverso la EELS sono nel complesso in buon accordo con quelli ottenuti da misure di riflettività a bassa energia, mentre ad alte en-

ergie le condizioni della superficie influenzano in modo sostanziale i risultati della spettroscopia ottica, diminuendo quindi l' accordo. Per dimostrare la consistenza dei risultati, si possono prendere i valori di  $\epsilon_1$  ed  $\epsilon_2$  ottenuti attraverso misure di EELS a grandi angoli dove i contributi superficiali sono trascurabili, calcolare l' intensità dello spettro a  $\theta=0$ , considerando gli effetti superficiali e confrontare con i risultati sperimentali. Un buon accordo é stato trovato per esempio per l' Argento<sup>[4]</sup>. Per i metalli  $Re(-\frac{1}{\epsilon(0)})$  deve essere nulla se la LF é stata determinata correttamente. Il valore della differenza da zero di  $Re(-\frac{1}{\epsilon(0)})$  é quindi un test per l' accuratezza della LF.



*Fig. 5. Loss Function per i metalli di transizione Pd e Pt e per i metalli nobili Cu, Au e Ag. Le linee continue rappresentano i risultati EELS, mentre le altre curve sono state calcolate attraverso i valori ottenuti dalla spettroscopia ottica.*

## EELS in riflessione<sup>[6]</sup>

Questa tecnica studia le caratteristiche in momento trasferito ed in energia persa degli elettroni scatterati anelasticamente dalla superficie del solido. Si consideri lo scattering di un elettrone da parte di una piccola molecola costituita da  $l$  nuclei di posizione  $R_i = R_i^{(0)} + u_i$  e si supponga che l'interazione tra l'elettrone e la molecola sia costituita dalla somma delle interazioni singole tra l'elettrone ed ogni atomo della molecola. Il potenziale d'interazione é quindi:

$$V(x) = \sum_{i=1}^l V_i(x - R_i) \quad (37),$$

e la sua trasformata di Fourier é:

$$V(q) = \left(\frac{1}{V}\right) \int d^3x V(x) e^{iqx} = \sum_{i=1}^l V_i(q) e^{iqR_i} \quad (38)$$

dove  $q$  é il momento scambiato dall'elettrone. Se  $|q| d_0 \ll 1$  dove  $d_0$  é la dimensione della molecola, allora al primo ordine in  $u_i$ , si ha:

$$V^1(q) = i \sum_{i=1}^l V_i(q) e^{iqR_i^0} q u_i = i \sum_{i=1}^l V_i(q) q u_i \quad (39),$$

e se  $Z_i$  é il numero di elettroni che circonda il nucleo a  $R_i^0$ , si ha:

$$\lim_{q \rightarrow 0} V_i(q) = \left(\frac{4\pi Z_i e^2}{q^2}\right) \quad (40)$$

$$\lim_{q \rightarrow 0} V^1(q) = \left(\frac{4\pi e i q}{q^2}\right) \sum_{i=1}^l e Z_i u_i = \frac{4\pi i e q p}{q^2} \quad (41),$$

dove

$$p = \sum_{i=1}^l Z_i e u_i \quad (42)$$

é la parte oscillante del dipolo elettrico per molecola, dovuto alle vibrazioni reticolari, alle oscillazioni collettive di elettroni liberi (plasmoni di superficie) e alle transizioni interbanda. La sezione d'urto del processo considerato dipende dalla componente di  $q$  nella direzione di  $q$ .

Si consideri un cristallo semiinfinito con uno strato adsorbito e si fissi la direzione  $z$  perpendicolare alla superficie del cristallo. Detta  $\rho_0(r)$  la densità di carica all'equilibrio nel solido, una perturbazione esterna la trasforma in  $\rho_0(r) + \rho_1(r, t)$  con la condizione di neutralità elettrica:

$$\int \rho_1(r, t) d^3 r = 0 \quad (43).$$

Quando un elettrone si avvicina al solido, vede un potenziale del tipo:

$$\phi(r, t) = e \int_{z' < 0+} \frac{\rho_1(r', t)}{|r - r'|} d^3 r' \quad (44).$$

Se  $l_0$  é la distanza dell'elettrone dalla superficie,  $\omega_0$  é la frequenza caratteristica della fluttuazione della densità di carica e  $\omega_0 l_0 \ll c$  gli effetti di ritardo di propagazione possono essere ignorati. Usando l'identità:

$$\frac{1}{|r - r'|} = 2\pi \int \frac{d^2 q_{\parallel}}{q_{\parallel}} e^{iq_{\parallel} r} e^{-q_{\parallel} |z - z'|} \quad (45)$$

dove  $q_{\parallel}$  é la somma delle componenti di  $q$  parallele alla superficie del cristallo, si ottiene dalla Eq. (44):

$$\phi_1(r, t) = 2\pi e \int \frac{d^2 q_{\parallel}}{q_{\parallel}} e^{iq_{\parallel} r_{\parallel}} e^{-z q_{\parallel}} \int_{z' < 0+} \rho_1(q_{\parallel} z', t) e^{q_{\parallel} z'} dz' \quad (46)$$

dove si é introdotto

$$\rho_1(q_{\parallel} z', t) = \int d^2 r_{\parallel} e^{-iq_{\parallel} r'_{\parallel}} \rho_1(r', t) \quad (47).$$

Inserendo quindi la  $\phi_1(r, t)$  nell'equazione di Schrödinger e applicando una perturbazione si ottiene la cross section dello scattering.

Dall'Eq. (46) si vede che il potenziale si estende nel vuoto per una distanza di circa  $q_{\parallel}^{-1}$  e decade esponenzialmente. Il secondo integrale della stessa equazione indica che le fluttuazioni rilevabili della densità di carica si estendono per  $q_{\parallel}^{-1}$  al di sotto della superficie del cristallo.

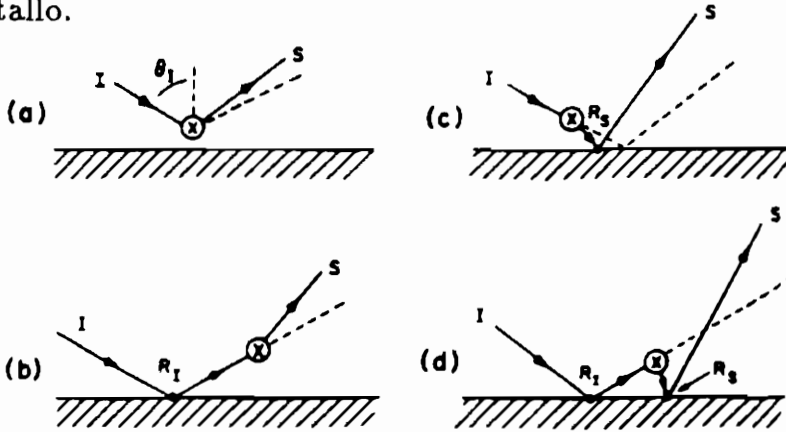
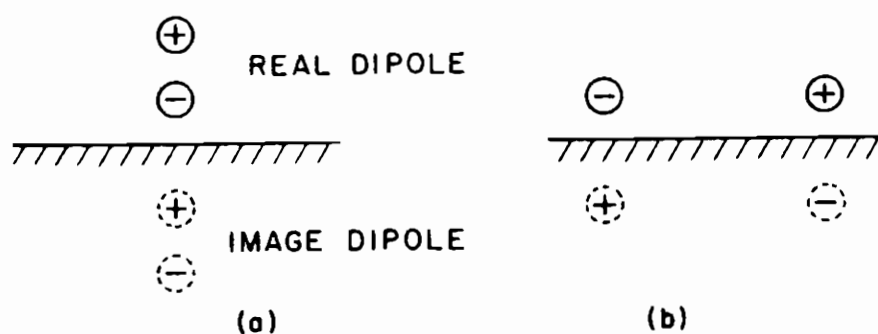


Fig. 6. I quattro processi di scattering dell'elettrone incidente da parte della superficie del cristallo. Le croci indicano il punto dove l'elettrone è scaterato dal campo elettrico fluttuante nel vuoto sopra il cristallo.

Nella Fig.6 sono schematizzati i quattro processi elementari attraverso cui si può modellizzare lo scattering elettrone-superficie. Nel primo caso, se S giace nella posizione del raggio riflesso speculare, il momento scambiato in direzione perpendicolare alla superficie è grande, mentre nei processi di tipo b e c l'angolo di scattering è piccolo e tipici valori di  $q_{\parallel}$  sono  $10^6$  e  $10^8$   $\text{cm}^{-1}$  rispettivamente. Poiché la differenza tra  $k_{I\perp}$  e  $k_{S\perp}$  è piccola, i processi del tipo b e c predominano ed interferiscono tra loro.

La trattazione dello scattering anelastico di elettroni può essere idealmente modellizzato attraverso lo scattering dipolare e lo scattering d'impatto, rispettivamente caratterizzati da un angolo di scattering piccolo o grande rispetto alla direzione di riflessione speculare. Dal punto di vista teorico, la descrizione del regime dipolare è molto semplice, mentre quella del regime d'impatto richiede un approccio microscopico. Quando un atomo o una molecola vibrano sulla superficie di un solido, essi modulano temporalmente il momento di dipolo elettrico: l'elettrone incidente

risente del campo elettrico di carattere dipolare a lungo raggio e scattera a piccoli angoli rispetto alla direzione di riflessione speculare.



*Fig. 7. Un dipolo elettrico può essere posto in posizione perpendicolare (a) o parallela (b) alla superficie. Viene anche mostrato il dipolo immaginario sotto la superficie.*

Sperimentalmente si nota che il numero di elettroni scatterati elasticamente lungo la direzione speculare é di tre ordini di grandezza maggiore del numero di elettroni che subiscono scattering anelastico di tipo dipolare. Nello schema dipolare si considera una cella unitaria dotata di momento di dipolo elettrico statico pari a  $P_0$  di una superficie cristallina perfettamente piana e pulita. Se in questa cella viene adsorbita una molecola, il momento di dipolo elettrico statico diventa  $P \neq P_0$ . Quando un modo normale di vibrazione di questa molecola é eccitato alla frequenza  $\omega_0$ , allora il momento di dipolo elettrico diventa  $P + pe^{-i\omega_0 t}$ , la cui componente oscillante nel tempo crea un campo elettrico nel vuoto sopra la superficie. Nell' approccio dipolare si può considerare il semplice modello rappresentato da una molecola biatomica adsorbita da un substrato (tipico esempio una molecola di CO adsorbita da un metallo) come mostrato in Fig. 7. Nel caso (a) l' elettrone incidente vede un dipolo pari a  $2p$ , mentre nel caso (b) l' elettrone non vede alcun dipolo. Lo scattering anelastico a piccolo angolo sarà quindi dovuto alla componente perpendicolare del dipolo oscillante e fornirà informazioni sulla geometria del dipolo posto sulla superficie. La stretta distribuzione angolare

attorno alla direzione speculare può essere ottenuta considerando il potenziale a cui è sottoposto l' elettrone incidente:

$$V(r) = \frac{2pz}{r^3} e^{-i\omega_0 t} + c.c. \quad (48)$$

dove  $z$  è la direzione perpendicolare alla superficie. Se  $r_{\parallel}$  è la proiezione di  $r$  sul piano parallelo alla superficie e  $q_{\parallel} = k_{S\parallel} - k_{I\parallel}$  è un vettore bidimensionale che giace nel piano parallelo alla superficie, l' Eq. (48) diventa:

$$V(r) = pe^{-i\omega_0 t} \int \frac{d^2 q_{\parallel}}{\pi} e^{iq_{\parallel} r_{\parallel}} e^{-q_{\parallel} z} + c.c. \quad (49)$$

in cui il potenziale dipolare è sintetizzato dalla combinazione lineare di due onde piane bidimensionali localizzate vicino alla superficie. Il campo di dipolo si estende nel vuoto per  $l_0 = q_{\parallel}^{-1}$  e l' equazione di Laplace nel vuoto richiede uno smorzamento esponenziale del tipo  $e^{-q_{\parallel} z}$  del potenziale.

Si consideri un elettrone incidente lungo la normale alla superficie, che viene scatterato di un angolo  $\theta_s$ . Per piccoli angoli  $q_{\parallel} = \theta_s k_{s\parallel}$  ed il tempo in cui l' elettrone sente il potenziale dipolare è  $\Delta t = \frac{2}{v_0 q_{\parallel}}$  ove  $v_0$  è la velocità dell' elettrone incidente. Se  $\theta_s$  è grande,  $\Delta t \omega_0 \ll 1$  per cui l' elettrone passa così velocemente nella zona in cui è presente il potenziale dipolare che la probabilità di un' eccitazione del modo vibrazionale a  $\omega_0$  è bassissima, mentre se  $\theta_s$  è piccolo e  $\Delta t \omega_0 \gg 1$  le eccitazioni sono possibili. La cross-section presenta un massimo per  $\Delta t \omega_0 = 1$ , con un angolo di scattering di  $\frac{\hbar \omega_0}{2E_I}$ . Nelle condizioni sperimentali  $\hbar \omega_0 \ll E_I$ , per cui lo scattering di dipolo produce una perdita di energia piccata fortemente attorno alla direzione speculare. Tipici valori sperimentali sono  $E_I = 5$  eV,  $\hbar \omega_0 = 124$  meV e  $\frac{\hbar \omega_0}{2E_I} = 0.7^\circ$  e l' eccitazione vibrazionale avviene quando l' elettrone si trova approssimativamente a  $60 \text{ \AA}$  dalla superficie.

A grandi angoli di deflessione dalla direzione speculare e a grandi  $q_{\parallel}$ , la descrizione dipolare perde validità e bisogna passare ad una descrizione microscopica. Le regole di selezione del modello ad impatto riguardano dipoli oscillanti che sono paralleli

alla superficie. Nella Fig. 8 é rappresentato il profilo angolare degli elettroni scatterati dalle vibrazioni dell' idrogeno adsorbito dal tungsteno<sup>[7]</sup>, che forma una catena monodimensionale formata dall' idrogeno circondato da due atomi di tungsteno.

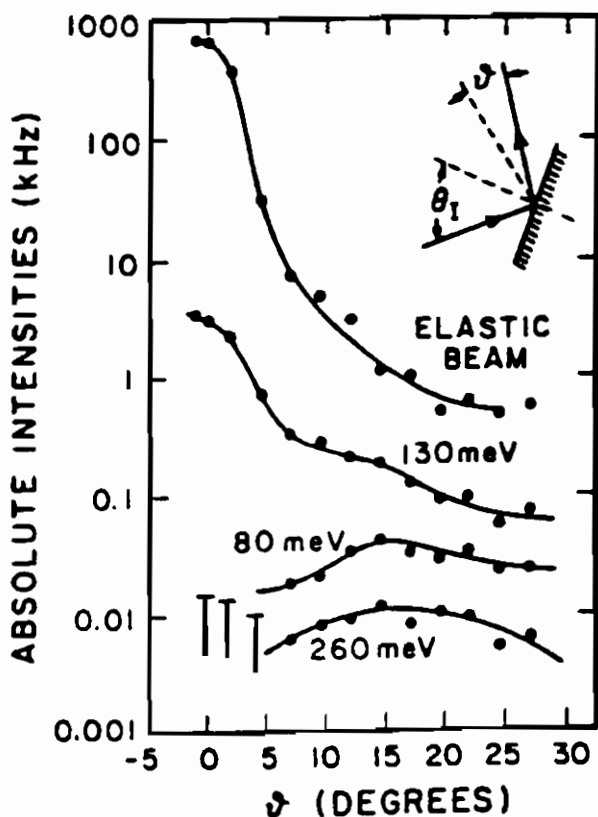


Fig. 8. Profilo angolare degli elettroni scatterati anelasticamente da uno strato monodimensionale di idrogeno adsorbito sulla superficie di  $W(100)$ . La figura presenta il profilo angolare del fascio riflesso elasticamente, di quello che ha perso 130 meV (vibrazione normale alla superficie) e di quello che ha perso 80 meV (vibrazione parallela alla superficie).

Se l' idrogeno si muove e gli atomi di tungsteno rimangono fermi, sono possibili tre diversi modi di vibrazione, due dei quali paralleli alla superficie. Come si può vedere dalla Fig. 8, l' intensità del fascio di elettroni riflessi elasticamente decade di due ordini di grandezza quando  $\theta$  arriva a  $5^\circ$ , mentre per perdite energetiche di 130 meV la cross section é praticamente costante per



grandi angoli di deflessione, ma aumenta di 50 volte quando ci si avvicina alla direzione speculare (modello dipolare, per cui si tratta del modo di vibrazione perpendicolare alla superficie). Il profilo angolare dell' eccitazione a 80 meV non presenta un aumento della cross section in prossimità della direzione speculare, per cui si tratta di una vibrazione parallela alla superficie. Le regole di selezione del modello ad impatto prevedono infatti che la cross section si annulli in prossimità della direzione perpendicolare. Come si può vedere dalla Tabella 1,  $\theta$  nel modello ad impatto vale  $20 \div 30^\circ$ ,  $q_{\parallel} \sim 10^8 \text{ cm}^{-1}$  e  $l_0(q_{\parallel}) = 1 \text{ \AA}$  cioè l' elettrone sente il potenziale creato dalla eccitazione superficiale praticamente sulla superficie del cristallo, penetrandovi inevitabilmente almeno  $10 \text{ \AA}$  prima di essere scatterato.

TABLE I. Caratteristiche del modello dipolare e del modello di impact scattering della EELS in riflessione.

	DIPOLARE	IMPACT SCATTERING
$\theta$	piccolo	grande
$Q_{\parallel}$	$10^8 \text{ cm}^{-1}$	$10^8 \text{ cm}^{-1}$
$l_n$	$100 \text{ \AA}$	$1 \text{ \AA}$
$\frac{dS^2}{d\Omega} \propto$	$E_I^{-1}$	$E_I$
$\frac{d^2I}{d\Omega^2}$ a 5eV	$10^{-4}$	$10^{-2}$
$\frac{d^2I}{d\Omega^2}$ a 50eV	1	10
$I_{inel} \propto$	$(\Delta E)^2$	$\Delta E$
$I_{refl}$	1	$10^{-2}$
REGOLE DI SELE.	DIPOLO $\parallel$	DIPOLO $\perp$
APPROCCIO	Macroscopico	Microscopico

Per descrivere il modello ad impatto è necessario partire da una trattazione microscopica, in cui si considera l' espressione adiabatica dell' ampiezza di scattering  $f(k^I, k^S, R)$ , che dipende parametricamente da  $R$ , posizione a riposo degli atomi dell' elemento adsorbito in superficie. Tenendo quindi conto delle vibrazioni di questi atomi, si sviluppa in serie  $f(k^I, k^S, R)$  attorno

a  $u$ , spostamento infinitesimo, che é proporzionale a  $(a_s + a_s^\dagger)$ , ove  $a_s$  ed  $a_s^\dagger$  sono gli operatori di creazione e di distruzione del modo normale  $s$ -esimo di vibrazione. Nel calcolo dell' elemento di matrice

$$M(k^I, k^S, \omega_s) = \langle n_s + 1 | f(k^I, k^S, R) | n_s \rangle \quad (50)$$

é importante  $(\frac{\partial f}{\partial R})_{u,=0}$ , che può essere calcolato facilmente modellizzando gli atomi che scatterano come sfere rigide con densità di carica uniforme. La teoria sviluppata, sebbene difficile, riesce a spiegare sufficientemente bene i dati sperimentali. Le diverse caratteristiche del modello dipolare e del modello ad impatto escludono in modo assoluto una loro presenza contemporanea.

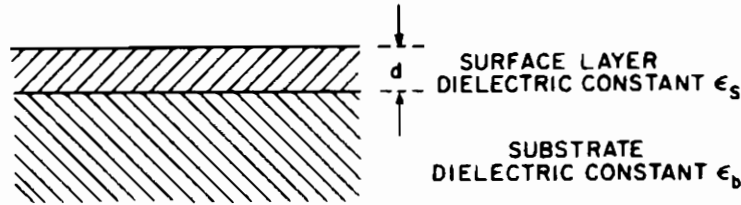


Fig. 9. Modello semplice costituito da un substrato semi-infinito ( $\epsilon_b(\omega)$ ) e da uno strato superficiale ( $\epsilon_s(\omega)$ ).

### Analisi dei dati

Analogamente al caso della EELS in trasmissione, la sezione d' urto differenziale risulta proporzionale alle proprietà dielettriche del mezzo scatterante, cioè per  $E_I \gg \hbar\omega_0$  si ha nel caso dipolare:

$$\frac{d^2 S}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{2m^2 e^2 v_\perp^4}{\pi \hbar^5 \cos(\theta_I)} \left(\frac{k_I}{k_s}\right) \frac{|R_I|^2 P(q_{||}, \omega)}{[v_\perp^2 q_{||}^2 + (\omega - v_{||} q_{||})^2]^2} \quad (51)$$

con

$$P(q_{\parallel}, \omega) \propto \text{Im}\left(-\frac{1}{\epsilon(\omega) + 1}\right) \quad (52)$$

dove  $|R_I|^2$  é la riflettività per urto elastico in direzione speculare.

In un modello molto semplice costituito da un substrato semi-infinito di costante dielettrica isotropa  $\epsilon_b(\omega)$  e da uno strato di spessore  $d$  caratterizzato da una funzione dielettrica  $\epsilon_s(\omega)$ , come illustrato in Fig.9, é possibile calcolare esattamente  $P(q_{\parallel}, \omega)$ , che risulta:

$$P(q_{\parallel}, \omega) = \frac{2\hbar q_{\parallel}}{\pi} [1 + n(\omega)] \text{Im}\left(-\frac{1}{\tilde{\epsilon}(q_{\parallel}, \omega) + 1}\right) \quad (53)$$

con

$$\tilde{\epsilon}(q_{\parallel}, \omega) = \epsilon_s(\omega) \left[ \frac{1 + \Delta(\omega)e^{-2dq_{\parallel}}}{1 - \Delta(\omega)e^{-2dq_{\parallel}}} \right] \quad (54)$$

$$\Delta(\omega) = \frac{\epsilon_b(\omega) - \epsilon_s(\omega)}{\epsilon_s(\omega) + \epsilon_b(\omega)} \quad (55),$$

e  $n(\omega)$  é la distribuzione di Bose-Einstein dei fononi superficiali. Nel limite  $q_{\parallel}d \ll 1$  e  $\theta \simeq \theta_{\Delta E}$ , ove  $\theta_{\Delta E}$  é giá stato definito per la EELS in trasmissione, l' Eq. (51) puó essere scomposta in due contributi, uno derivante dalle eccitazioni del bulk che non si annulla all' annullarsi di  $d$  e l' altro, che descrive lo scattering derivante dalle eccitazioni superficiali, varia linearmente con  $d$ . Sperimentalmente si ottiene la Eq. (51) integrata attorno alla direzione speculare di un angolo  $\theta_c$ , che rappresenta l' apertura angolare dell' analizzatore. Per  $\theta_c \gg \theta_{\Delta E}$  si ottiene per la parte riguardante il bulk dell' Eq.(51):

$$\frac{dS_b}{d\hbar\omega} = \frac{2 |R_I|^2 (1 - \theta_{\Delta E})}{a_0 k_I \cos(\theta_I)} \frac{1 + n(\omega)}{\hbar\omega} \text{Im}\left(-\frac{1}{1 + \epsilon_b(\omega)}\right) \quad (56).$$

Se  $\theta_{\Delta E}$  é piccolo,  $k_I$  governa il processo e quindi  $\frac{dS_b}{d\hbar\omega}$  varia come  $E_I^{-\frac{1}{2}}$ .

Nell' infrarosso le cause delle fluttuazioni superficiali sono nei semiconduttori con grande concentrazione di cariche libere e nei

metalli i plasmoni di superficie, nei cristalli ionici isolanti i fononi ottici e nei materiali a piccolo gap le transizioni interbanda.

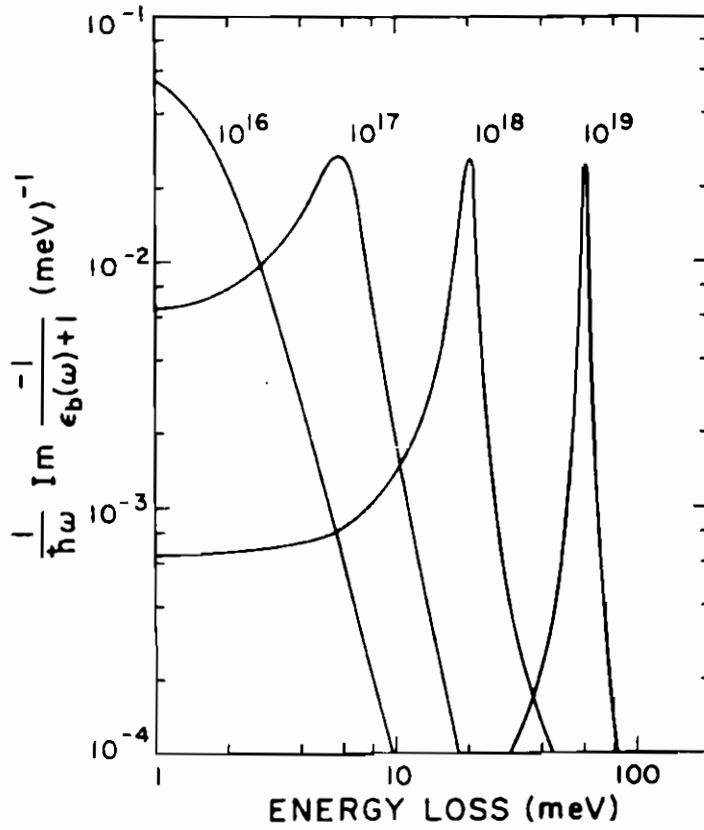


Fig. 10. Plot di  $(\hbar\omega)^{-1} \text{Im}\left(-\frac{1}{1+\epsilon_b(\omega)}\right)$  per lo scattering di elettroni da Si drogato n.

Nei metalli e nei semiconduttori drogati, la funzione dielettrica è data da:

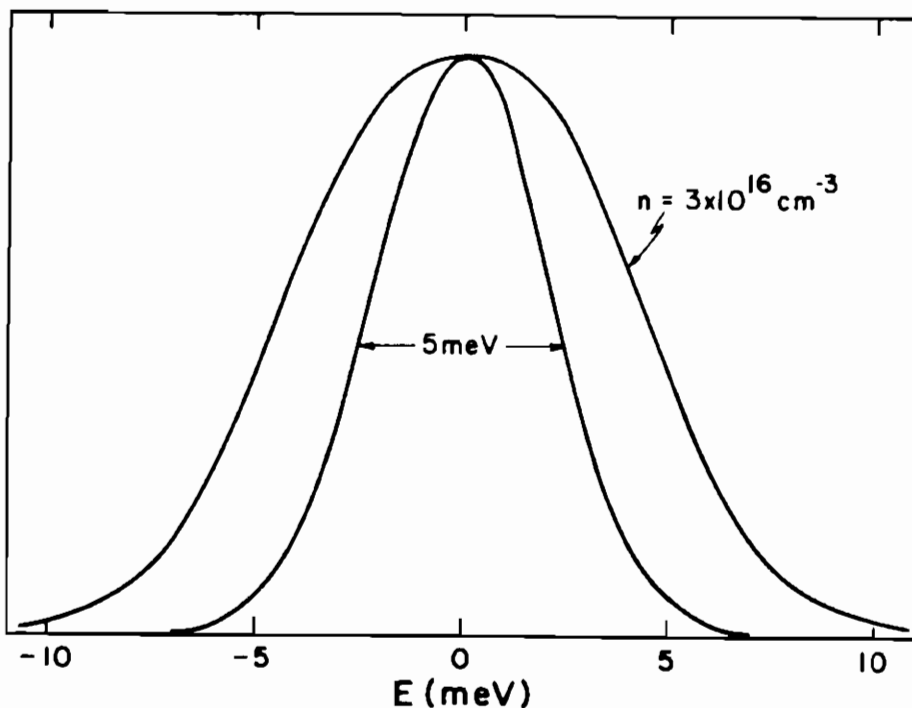
$$\epsilon_b(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \frac{i}{\tau(\omega)})} = \epsilon_\infty + 4\pi i\sigma(\omega)\omega^{-1} \quad (57)$$

dove  $\epsilon_\infty$  è il contributo costante dalle transizioni interbanda e

$\sigma(\omega)$  é la conducibilit  elettrica. Si ottiene quindi:

$$\text{Im}\left(-\frac{1}{1 + \epsilon_b}\right) = \frac{\omega \omega_{sp}^2}{(1 + \epsilon_\infty)\tau(\omega)} [(\omega_{sp}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\tau^{-2}(\omega)]^{-1} \quad (58)$$

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_\infty}} \quad (59)$$



*Fig. 11. Distribuzione energetica degli elettroni attorno all'energia incidente prima e dopo lo scattering anelastico con Si drogato n.*

dove  $\omega_{sp}$  é la frequenza di plasma superficiale. Per  $\omega \ll \omega_p$ ,

l' Eq. (58) diventa:

$$\text{Im}\left(-\frac{1}{1 + \epsilon_b}\right) = \frac{\omega}{\omega_p^2} \tau^{-1}(\omega) = \frac{\omega}{4\pi\sigma_R(\omega)} \quad (60),$$

dove  $\sigma_R(\omega)$  é la parte reale della conducibilit  elettrica del metallo, che   inversamente proporzionale alla temperatura, per cui la LF   direttamente proporzionale alla temperatura. Nella spettroscopia infrarossa si ottengono la riflettivit   $|R(\omega)|^2$  e la trasmissione  $1 - |R(\omega)|^2$ , ma siccome la riflettivit    prossima a 1, si hanno dei problemi nella determinazione accurata di  $\sigma_R(\omega)$ , che al contrario   fornita direttamente dalla EELS in riflessione.

Nei semiconduttori la frequenza di plasma   in IR poich  la concentrazione di portatori   diecimila volte o pi  minore che nei metalli, la massa effettiva  $m$    minore che nei metalli, mentre  $\epsilon_\infty$    maggiore che nei metalli. Tutte queste propriet  dei semiconduttori spostano  $\omega_{s,p}$  nell' infrarosso come mostrato in Fig. 10, dove la concentrazione di droganti  $n$    stata presa come parametro e tutte le altre quantit  sono state prese costanti. L' effetto del drogaggio sull' allargamento energetico del fascio elettronico dopo l' urto anelastico   rappresentato in Fig. 11. Se l' energia incidente degli elettroni   una distribuzione gaussiana larga  $\Delta E = 5\text{meV}$  e centrata attorno a 5 eV, dopo l' urto con il silicio drogato  $n$  la distribuzione si allarga e diminuisce la risoluzione.

Al contrario dei metalli, la concentrazione delle cariche libere nei semiconduttori   funzione della distanza dalla superficie. Da quanto detto nel paragrafo precedente, l' elettrone sonda il solido per una profondit :

$$q_{\parallel}^{-1} = \frac{1}{k_I \theta_{\Delta E}} = \frac{2E_I}{k_I \hbar \omega} \quad (61)$$

mentre lo spessore superficiale delle cariche libere  :

$$d_s = \left(\frac{\epsilon(0)\phi_s}{2\pi e N_n}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (62),$$

dove  $N_n$    la concentrazione di donori,  $\phi_s$    il potenziale di barriera Schottky. Se  $\omega_{s,p}$  dell' Eq. (59)   inserita nell' Eq. (61), si ottiene:

$$q_{\parallel}^{-1} = d_s \left[\frac{1 + \epsilon_\infty}{\epsilon(0)}\right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m^*}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_I}{e\phi_s}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (63)$$

ove  $m^*$  é la massa efficace dell' elettrone. Poiché  $e\phi_s$  vale qualche decimo di eV,  $E_I$  vale pochi eV e  $m^* \ll m$ , dall' Eq. (63) si vede che lo spessore sondato  $q_{\parallel}^{-1}$  dall' elettrone coincide con lo spessore  $d_s$  dello strato superficiale.

Nei semiconduttori a piccolo gap, le transizioni interbanda originano strutture nella LF superficiale. In Fig. 12 sono confrontati gli spettri calcolati e quelli sperimentali del silicio monocristallino: appaiono le note strutture  $E_1$  ed  $E_2$ , mentre  $S_0$  rappresenta l' eccitazione da una sottobanda superficiale ad un' altra.

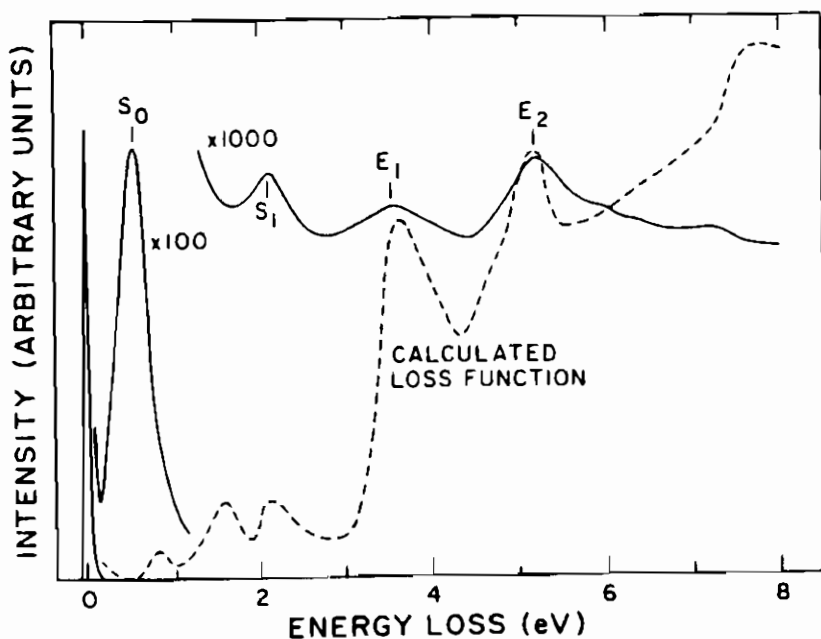


Fig. 12. Lo spettro di EELS della superficie pulita di Si(111) ad un angolo d' incidenza di  $78.7^\circ$  (linea continua) é confrontato con i risultati calcolati teoricamente (linea tratteggiata).

Gli elettroni incidenti sulla superficie di un cristallo ionico isolante eccitano e quindi vengono scatterati dal campo elettrico creato dai fononi ottici superficiali di frequenza  $\omega_s$ , con  $\omega_{TO} < \omega_s < \omega_{LO}$  dove  $\omega_{TO}$  ed  $\omega_{LO}$  sono le frequenze dei fononi ottici di bulk rispettivamente trasversale e longitudinale a grandi lunghezze d'onda. Per un materiale cubico con solo un modo trasversale ottico di bulk IR attivo di frequenza  $\omega_{TO}$ , si ha:

$$\epsilon_b(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{4\pi n e^2}{M_r} \frac{1}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma(\omega)} \quad (64)$$

dove  $n$  é il numero di celle unitarie per unitá di volume,  $M_r$  la massa ridotta della cella unitaria. Se

$$\epsilon(0) = \epsilon_\infty + \frac{4\pi n e^2}{M_r \omega_{TO}^2} \quad (65)$$

é la costante dielettrica statica, allora la LF ha un picco per:

$$\omega_s = \omega_{TO} \left( \frac{\epsilon(0) + 1}{\epsilon_\infty + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (66)$$

supponendo molto piccolo il fattore di smorzamento  $\gamma(\omega)$ . Per cui  $\omega_s$  é necessariamente superiore a  $\omega_{TO}$  ed inferiore a  $\omega_{LO}$  a causa della relazione di Lyddane-Sachs-Teller.

Se  $\gamma(\omega) \ll 1$ , la LF puó esser scritta come:

$$Im\left(-\frac{1}{1 + \epsilon_b(\omega)}\right) = \frac{\pi}{2} \frac{\epsilon(0) - \epsilon_\infty}{[1 + \epsilon_\infty][1 + \epsilon(0)]} [\delta(\hbar\omega_s - \hbar\omega) - \delta(\hbar\omega_s + \hbar\omega)] \quad (67)$$

dove la prima delta di Dirac descrive l' assorbimento di un fonone, mentre la seconda l' emissione. La probabilitá di scattering di un elettrone da parte dell' emissione di un fonone ottico superficiale sará:

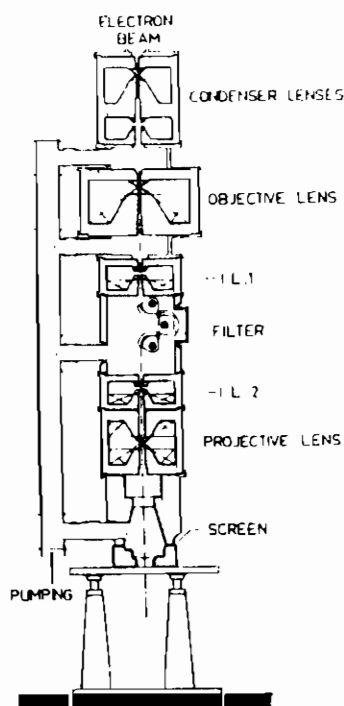
$$P_{emissione} \propto \frac{n_s + 1}{\cos(\theta_I) E_I^{\frac{1}{2}}} \quad (68)$$

e quella relativa allo scattering da parte dell' assorbimento di un fonone sará:

$$P_{assorbimento} \propto \frac{n_s}{\cos(\theta_I) E_I^{\frac{1}{2}}} \quad (69)$$



ove  $n_s$  è il numero di fononi ottici superficiali alla frequenza  $\omega_s$ , dato dalla distribuzione di Bose-Einstein.

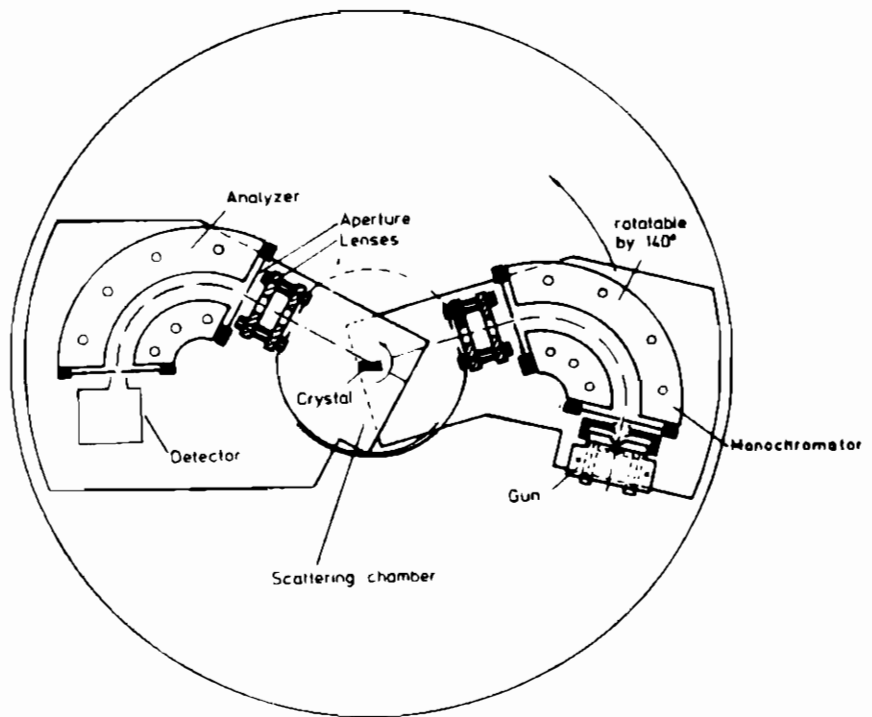


*Fig. 13. Schema spettrometro EELS in trasmissione.*

### Apparato sperimentale

La EELS usa come sonda un fascio di elettroni, che deve essere monocromatico per ottenere un' alta risoluzione (sperimentalmente si assume una distribuzione maxwelliana degli elettroni incidenti centrata attorno all' energia media e larga qualche meV). Poiché nessuna sorgente termoionica è capace di produrre una distribuzione energetica così stretta, è necessario usare un monocromatore. La corrente termoionica aumenta con l' aumentare della temperatura del catodo, per poi saturare. La corrente di elet-

troni che entra nel monocromatore é limitato dai fenomeni di carica spaziale attorno al catodo e dalla piccola apertura angolare di accettazione del monocromatore stesso. É necessario anche che la divergenza angolare del fascio elettronico prima e dopo il monocromatore sia piccola. Essendo la risoluzione inversamente proporzionale all' energia incidente, é opportuno lavorare a basse energie (tipicamente 1 eV nella EELS in riflessione). Già a queste energie le superfici dei campioni non possono essere considerate uniformi ed equipotenziali poiché la funzione lavoro varia per i diversi piani cristallografici e le superfici metalliche sono coperte di C che può diventare conduttore sotto bombardamento elettronico, caricandosi a decine di Volt.



*Fig. 14. Schema spettrometro EELS in riflessione.*

In Fig. 13 é riportato lo schema di uno spettrometro per la EELS in trasmissione commercialmente disponibile assieme ad un microscopio elettronico a trasmissione. Esso é costituito da un filamento di tungsteno, che fornisce il fascio elettronico, da un

monocromatore che fornisce un fascio di alta densità e di piccola divergenza angolare, da un sistema di accelerazione e da un analizzatore di energia caratterizzato da una buona risoluzione e da un'accurata calibrazione energetica. L'analizzatore è costituito da un deflettore elettrostatico sferico e lo spettro si ottiene variando in maniera continua il potenziale ritardante. È richiesta agli analizzatori anche un'alta risoluzione angolare (0.3 mrad), facilmente ottenibile. Infine il sistema di conteggio degli elettroni, che dopo aver perso energia per lo scattering anelastico col campione, sono riusciti grazie alla loro energia cinetica rimasta a superare il potenziale, è caratterizzato da un'alta sensibilità e da una risposta lineare. Un analizzatore multicanale elimina le fluttuazioni dovute al rumore di fondo. In Fig.14 è riportato lo schema di uno spettrometro EELS in riflessione costituito dalle stesse parti di quello a trasmissione, ma con una geometria diversa.

## Riferimenti bibliografici

- [1] N.H. March e M. Parrinello, *Collective effects in solids and liquids*, (Adam Hilger LTD Bristol 1982).
- [2] J. Daniels, C. v. Festenberg, H. Raether e K. Zeppenfeld, *Optical constants of solids by electron spectroscopy*, in "Springer Tracts in modern Physics", 54, (Springer-Verlag Berlino 1970), p. 77.
- [3] H. Raether, *Excitation of plasmons and interband transitions by electrons*, (Springer-Verlag Berlino 1980).
- [4] J. Daniels, *Z. Physik* 227, 234 (1969).
- [5] Riferimenti bibliografici (4), (8), (11), (14), (15), (19), (59), (70), (74) del [2].
- [6] H. Ibach e D.L. Mills, *Electron energy loss spectroscopy and surface vibrations*, (Academic Press New York 1982).
- [7] W. Ho, R.R. Wills e E.W. Plummer, *Phys. Rev. Lett.* 40, 1463 (1978).
- [8] U. del Pennino, *Electron Energy Loss Spectroscopy: a short survey of its theory and applications*, in "Highlights on spectroscopies of semiconductors and insulators", edito da A. Balzarotti, G. Guizzetti e A. Stella, (World Scientific Singapore 1989).
- [9] B. Jouffrey, *Energy losses of fast electrons*, in *Electron Microscopy in Material Science, Parte IV*, edito da E. Ruedi e U. Valdre', (EUR Lussemburgo 1975).
- [10] D. L. Mills, *Surface Science* 48, 59 (1975).
- [11] H. Ibach, *Surface Science* 66, 56 (1977).
- [12] J. Yuan, *Determination of the microscopic optical dielectric function of a material*, lavoro presentato a EMAG-MICRO 89, Londra 13-15 Settembre 1989.
- [13] A. J. Craven, *Electron Energy Loss Spectroscopy: techniques and applications*, lavoro presentato a EMAG-MICRO 89, Londra 13-15 Settembre 1989.
- [14] R. F. Egerton, *E. E. L. S.*, (Plenum Press New York 1986).

**Adele Sassella**

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

**LIVELLI ELETTRONICI PROFONDI  
IN SEMICONDUTTORI  
E LORO CARATTERIZZAZIONE**

**Seminario tenuto l'8 novembre 1991**

## Introduzione

Nell'intervallo di energie proibite (gap energetico) caratteristico di ogni semiconduttore possono esistere dei livelli elettronici introdotti da impurezze o difetti presenti nel reticolo cristallino.<sup>[1]</sup> Tra di essi si distinguono i cosiddetti livelli profondi (deep) e i livelli poco profondi (shallow). Un criterio secondo cui definire un livello deep o shallow è quello di considerarne la posizione in energia. Per esempio, in semiconduttori con gap dell'ordine dell'eV si considerano profondi i livelli che hanno energie di qualche decimo di eV rispetto ai limiti del gap, mentre i poco profondi hanno energie di attivazione dell'ordine di qualche decina di meV rispetto a tali limiti. L'origine e le caratteristiche di questi due tipi di livelli sono differenti, così come è diversa l'influenza che essi hanno sulle proprietà del semiconduttore. I livelli profondi, in particolare, agiscono da trappole per portatori di carica o da centri di ricombinazione per coppie buca-elettrone.

Tra le tecniche di caratterizzazione utilizzate per lo studio di tali livelli la spettroscopia di transiente dei livelli profondi (indicata con DLTS, da "Deep Level Transient Spectroscopy"), proposta nel 1974,<sup>[2,3]</sup> è la più diffusa e completa. Essa offre, infatti, la possibilità di determinare contemporaneamente più parametri con buona sensibilità, anche se richiede un apparato sperimentale relativamente complesso. Nel seguito i principi di funzionamento della DLTS e la stessa tecnica sperimentale saranno trattati nel dettaglio.

Nel primo paragrafo di questo lavoro sono definiti i livelli profondi, insieme con i parametri che si utilizzano per caratterizzarli; nel secondo sono ricordate le proprietà delle giunzioni p-n, necessarie per effettuare una caratterizzazione di tali livelli; il terzo tratta le tecniche capacitive in generale; il quarto illustra nel dettaglio la DLTS, mentre il quinto paragrafo ne descrive alcune recenti applicazioni ed evoluzioni. Una Conclusione completa il lavoro, cercando di sottolineare l'interesse dello studio dei livelli profondi e illustrando i principali pregi e limiti della DLTS, tecnica che più si adatta ad una loro caratterizzazione.

## I livelli elettronici profondi

Difetti reticolari ed atomi di impurezze presenti in un cristallo semiconduttore possono introdurre degli stati elettronici nel gap proibito, a causa della perturbazione che essi creano nel potenziale periodico del reticolo del materiale ospite. Tali livelli possono essere poco profondi o profondi.

I primi sono normalmente legati alla presenza di impurezze sostituzionali appartenenti a gruppi della tavola periodica adiacenti a quello degli atomi costituenti il semiconduttore ospite ed hanno, quindi, rispetto a questi un elettrone di valenza in più (atomi donori) o in meno (atomi accettori). I livelli shallow sono, inoltre, molto vicini in energia (entro  $\sim 0.01$  eV) al limite  $E_v$  o  $E_c$  della banda di valenza o di conduzione, la prima per i livelli accettori e la seconda per i donori, e possono essere trattati come piccola perturbazione di tipo coulombiano all'hamiltoniana  $H_0$  del cristallo perfetto. Un cristallo con livelli shallow è, cioè, descritto da autovalori e autofunzioni dell'equazione:

$$\left\{ H_0 - \frac{q}{\epsilon r} \right\} \psi(r) = E \psi(r) \quad ,$$

con  $q$  carica dell'impurezza,  $r$  distanza da essa ed  $\epsilon$  costante dielettrica del materiale ospite. Poiché il termine perturbativo dell'hamiltoniana è a lungo range è possibile utilizzare l'approssimazione di massa efficace. Descrivendo in tal modo un semiconduttore covalente, ad esempio, le funzioni d'onda delle particelle legate alle impurezze si estendono per centinaia di celle elementari e le energie di legame sono piccole frazioni del valore del gap energetico. Le impurezze responsabili della presenza di livelli shallow sono state ampiamente studiate e sono utilizzate normalmente nella tecnologia dei semiconduttori per modulare secondo le necessità alcune proprietà del materiale in cui siano introdotte.

I livelli profondi<sup>[4,5]</sup> sono, invece, legati ad impurezze dalle caratteristiche chimico-fisiche molto diverse dagli atomi del semiconduttore; sono, pertanto, poco solubili ed introducono nel reticolo un disturbo locale e intenso. Il termine perturbativo della hamiltoniana di cui essi sono responsabili non è più dominato da termini a lungo range e l'approssimazione di massa efficace non

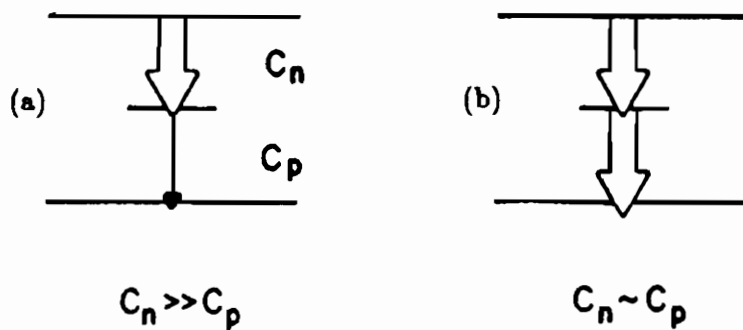
è più adeguata. Queste difficoltà fanno sì che non esista ancora un formalismo matematico che consenta la trattazione dei livelli deep e che ne preveda le proprietà. La loro energia caratteristica  $E_T$  è indicativamente compresa tra  $E_v + 0.1$  eV ed  $E_c - 0.1$  eV. Questi livelli, a differenza dei poco profondi, possono legare a sé uno o più portatori di carica, agendo come trappole, o favorire la ricombinazione non radiativa tra coppie buca-elettrone. Per dare una precisa definizione di questi concetti è necessario definire i coefficienti di cattura per elettroni  $c_n^0$  e per buche  $c_p^0$  di un livello. Per il primo si ha:

$$c_n^0 = \sigma_n \langle v_n \rangle ,$$

con  $\sigma_n$  sezione di cattura per elettroni e  $\langle v_n \rangle$  velocità termica media degli elettroni. Si definiscono, inoltre, per i due portatori le velocità di cattura  $c_n$  e  $c_p$ :

$$c_n = \sigma_n \langle v_n \rangle N_n ,$$

dove  $N_n$  è il numero di elettroni liberi per  $\text{cm}^3$ . Le definizioni delle analoghe grandezze  $c_p^0$  e  $c_p$  si ottengono tramite le quantità  $\sigma_p$ ,  $\langle v_p \rangle$  e  $N_p$ . E', quindi, trappola per elettroni un livello la cui costante di cattura per elettroni sia molto maggiore dell'analogha grandezza riferita alle buche, cioè:  $c_n \gg c_p$ . Nel caso in cui  $c_n \sim c_p$  il livello è detto centro di ricombinazione. Questi due concetti sono schematicamente illustrati nella Fig. 1, (a) e (b).



**Fig.1** Illustrazione dei concetti di trappola per elettroni (a) e di centro di ricombinazione (b).



Se  $c_n \sim c_p \sim 0$  si definisce il livello in questione trappola per elettroni o per buche confrontando l' emissività termica per i due tipi di portatori, definita come segue per gli elettroni:

$$e_n = \sigma_n \langle v_n \rangle n^* = \sigma_n \langle v_n \rangle N_c \exp \frac{-E}{kT} ,$$

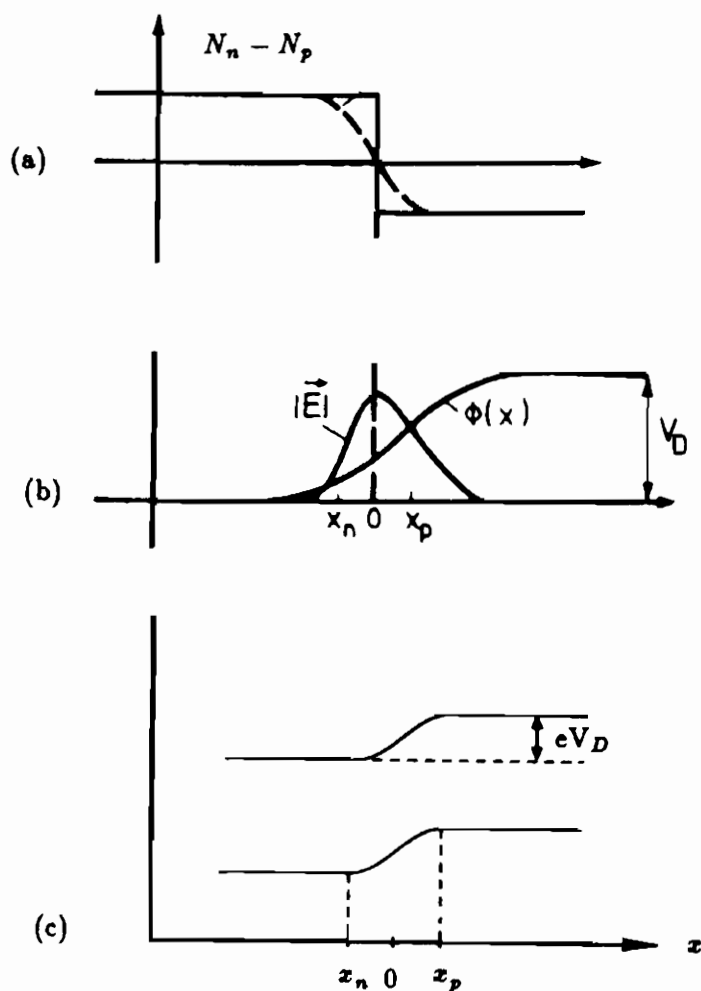
con  $n^*$  concentrazione di elettroni liberi nel caso in cui il livello di Fermi  $E_F$  coincida con  $E_T$ ,  $N_c$  grado di degenerazione della banda di conduzione,  $E$  energia di attivazione del livello ( $E = E_c - E_T$  per livelli donori e  $E = E_T - E_v$  per livelli accettori),  $k$  costante di Boltzmann e  $T$  temperatura assoluta. In modo del tutto analogo, ma utilizzando le grandezze  $\sigma_p$ ,  $\langle v_p \rangle$ ,  $p^*$  ed  $N_v$ , si definisce l'emissività del livello per le buche  $e_p$ . Un livello è trappola per elettroni se  $e_n > e_p$ . Nella regione di svuotamento di una giunzione p-n (vedi paragrafo seguente), ad esempio,  $n \sim p \sim 0$  e, quindi,  $c_n \sim c_p \sim 0$ : è un caso in cui occorre confrontare le emissività termiche per elettroni e buche.

I livelli profondi alterano le proprietà elettriche e ottiche dei semiconduttori in cui sono presenti. Riducono, infatti, il tempo di vita dei portatori in eccesso e favoriscono ricombinazioni non radiative. Questo può provocare una diminuzione di efficienza in alcuni dispositivi (ad esempio nei Light Emitting Diodes o nei Laser), causando, cioè, un effetto negativo. Possono avere, invece, effetto positivo in dispositivi che necessitino di tempi di commutazione brevi (ad esempio, diodi di potenza al Si). L'introduzione intenzionale di livelli profondi può essere utile, inoltre, in materiali in cui esistano livelli shallow indesiderati e difficili da controllare, che possono essere, così compensati (ad esempio, è possibile ottenere GaAs ad alta resistività mediante compensazione di impurezze di C da parte di un livello elettronico profondo noto come EL2).

## Le giunzioni p-n

Avvicinando due semiconduttori, l'uno di tipo  $n$  e l'altro di

tipo  $p$ , fino a porli in contatto tra loro, si crea una giunzione  $p-n$ <sup>[1]</sup> (una giunzione si può ottenere anche da un solo semiconduttore drogato in modo diverso in due zone adiacenti). La differenza tra le concentrazioni di portatori liberi dell'uno e dell'altro tipo determina il diffondere di elettroni verso la zona  $p$  e di buche verso la zona  $n$ .



**Fig.2** (a) Profilo della quantità  $N_n - N_p$  attraverso la giunzione; (b) campo elettrico  $\vec{E}$  e potenziale  $\phi(x)$  alla giunzione; (c) minimo della banda di conduzione e massimo della banda di valenza alla giunzione.

La Fig. 2 (a) mostra i profili iniziale e di equilibrio dopo la diffusione della quantità  $N_n - N_p$  in funzione della posizione  $x$  lungo la giunzione, con  $x=0$  posizione dell'interfaccia tra i due materiali. Nella Fig. 2 (b) sono riportati l'andamento del potenziale  $\phi(x)$  alla giunzione e del modulo del corrispondente campo elettrico  $\vec{E}$ . La Fig. 2 (c), infine, illustra come si riarrangiano le bande energetiche dei due materiali per mantenere la continuità di  $\phi(x)$ . I valori  $x_n$  e  $x_p$  sono gli spessori interessati dalla diffusione nelle zone  $n$  e  $p$  della giunzione e la lunghezza  $W = |x_n - x_p|$  è detta larghezza della giunzione. Si noti che nella regione di larghezza  $W$  la densità di portatori liberi è molto bassa per effetto della diffusione e tale si mantiene poiché, anche se alcuni portatori fossero emessi termicamente in quella zona, il campo elettrico li allontanerebbe in tempi dell'ordine di  $10^{-12} \div 10^{-10}$  s e la probabilità di essere reintrappolati sarebbe trascurabile. Queste considerazioni giustificano il fatto che la zona intorno alla giunzione tra i due materiali sia indicata anche come regione di svuotamento.

Per conoscere il potenziale  $\phi(x)$  in funzione delle quantità introdotte fin qui, si può iniziare considerando l'equazione di Poisson:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{qX}{\epsilon},$$

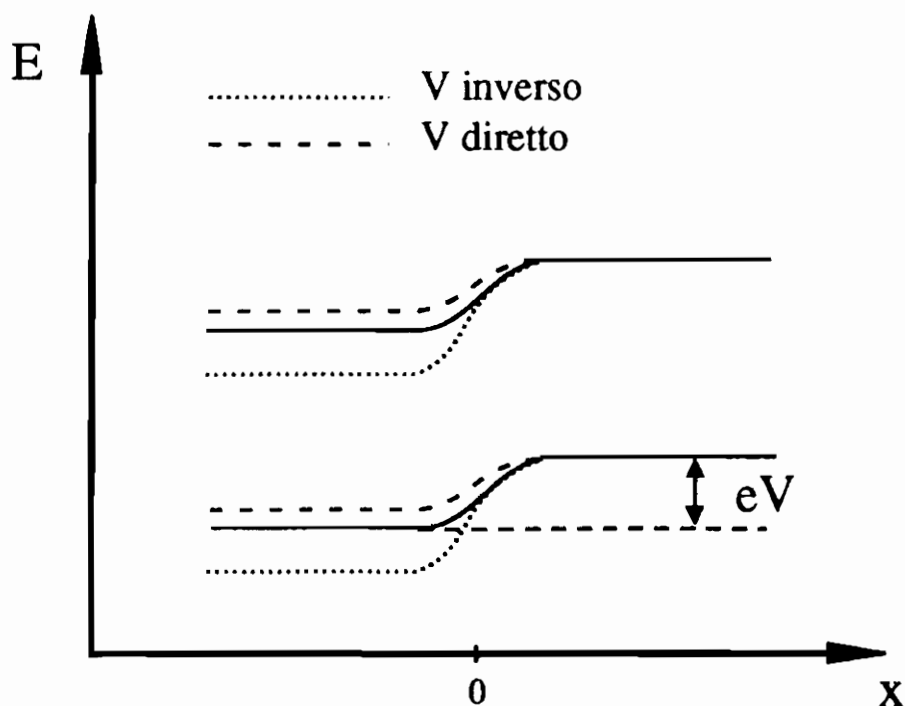
dove  $\epsilon$  è la costante dielettrica del mezzo,  $q = -e$  e  $X = N_n$  nella zona  $n$  della giunzione e  $q = e$  e  $X = N_p$  nella zona  $p$ . Integrando si ottiene per il potenziale nella zona  $n$ :

$$\phi(x) = \frac{q}{2\epsilon} N(x - x_n)^2 + \phi_n,$$

e un'analogha espressione che coinvolge le quantità con indice  $p$  per la zona  $p$ .  $\phi_n$  e  $\phi_p$  risultano legati l'uno all'altro per assicurare che all'interfaccia  $x = 0$   $\phi$  sia continuo. La quantità  $\phi_n - \phi_p = \frac{e}{2\epsilon}(N_p x_p^2 + N_n x_n^2)$  è detta potenziale di diffusione e si indicherà nel seguito con  $V_D$ . Dalla condizione di neutralità:  $-N_p x_p = N_n x_n$  si ottiene la seguente espressione per la larghezza di giunzione:

$$W = \left[ \frac{2\epsilon}{e} (N_n^{-1} + N_p^{-1}) V_D \right]^{1/2}.$$

Notiamo che, se oltre al potenziale interno  $V_D$  la giunzione è soggetta ad un potenziale esterno  $V_E$  lo schema delle bande energetiche varia come illustrato nella Fig. 3. In questa Figura si illustrano due casi, cioè quello in cui il potenziale è applicato con polarità positiva alla zona  $p$  della giunzione ( $V_E$  diretto) oppure con polarità positiva alla zona  $n$  ( $V_E$  inverso).



**Fig.3** Illustrazione delle modifiche al gap energetico indotte da un potenziale esterno diretto o inverso.

In conseguenza all'applicazione di  $V_E$  la larghezza di giunzione  $W$  risulta:

$$W = \left[ \frac{2\epsilon}{e} (N_n^{-1} + N_p^{-1}) (V_D + V_E) \right]^{1/2}.$$

La scarsa concentrazione di cariche nella regione di svuotamento della giunzione consente di approssimare la giunzione ad un

condensatore piano la cui capacità è espressa da:

$$C = \frac{\epsilon A}{W},$$

dove  $A$  è la sezione della giunzione. Al variare del potenziale esterno  $e$ , di conseguenza, della larghezza della regione di carica spaziale, varia anche la capacità della giunzione.

Un altro tipo di giunzioni spesso utilizzate per effettuare misure di DLTS sono le giunzioni Schottky,<sup>[1]</sup> create ponendo in contatto un semiconduttore ed un metallo. Anche in questo caso si creano un potenziale di diffusione ed una zona di svuotamento (che si estende nel solo semiconduttore) e sono definibili grandezze del tutto analoghe a quelle introdotte per le giunzioni  $p - n$ .

### Le tecniche capacitive

Nello studio dei semiconduttori si utilizzano alcune tecniche di caratterizzazione che si basano sulla misura della capacità di una giunzione  $p - n$  o di una barriera Schottky e sulle sue variazioni in funzione di uno stimolo esterno. Tali tecniche sperimentali, dette capacitive, possono essere utilizzate nello studio di livelli profondi, che influenzano, come si è visto, la capacità della giunzione. Tra le tecniche capacitive accenniamo brevemente alla misura di capacità termostimolata<sup>[6]</sup> (TSCAP, da "Thermally Stimulated CAPacitance") e alla spettroscopia di ammettenza<sup>[7]</sup> (AS, da "Admittance Spectroscopy"), mentre tratteremo dettagliatamente la DLTS,<sup>[2-5]</sup> che è la più versatile, quella che offre maggiori informazioni e anche la più diffusa.

Le misure di TSCAP sono state proposte nel 1968 per lo studio di livelli profondi in semiconduttori. Il campione da studiare viene raffreddato con una polarizzazione esterna positiva che riduce l'incurvamento delle bande e provoca la cattura di portatori da parte dei livelli profondi presenti nella regione di carica spaziale. A bassa temperatura si rimuove il potenziale

positivo e si riscalda il campione ad una fissata velocità, registrando l'andamento della capacità in funzione di  $T$ . Si osservano sperimentalmente dei "gradini" di capacità, corrispondenti all'emissione di portatori dai livelli profondi in banda di conduzione o di valenza, a temperature che dipendono dalla velocità di riscaldamento e dalla energia dei livelli. Ripetendo la misura con diverse velocità di riscaldamento si riescono a ricavare l'energia di attivazione dei livelli in questione e la loro sezione di cattura. Questa tecnica è molto semplice e fornisce misure spettroscopiche, ma ha una sensibilità molto limitata ( rivela livelli profondi solo se legati ad impurezze presenti in concentrazioni  $N_T$  superiori a  $10^{-2}$  volte la concentrazione  $N_D$  di drogante, esprimendo  $N_T$  ed  $N_D$  in atomi per  $\text{cm}^3$ ) e non è precisa nel determinare l'energia di attivazione dei livelli.

La AS, messa a punto nel 1972, si basa sulla misura della capacità e della conduttanza (quindi della ammettenza) di una giunzione in funzione della temperatura. Eseguendo più misure a diversa frequenza della tensione si possono determinare l'energia di attivazione, la sezione di cattura e la concentrazione dei livelli profondi presenti nel campione. Questa tecnica è più sensibile della TSCAP (fino a  $N_T \sim 10^{-3} N_D$ ) e permette di studiare anche livelli relativamente poco profondi inaccessibili ad altre tecniche. Non consente, però, lo studio di livelli con  $E \geq 0.5$  eV nè la distinzione tra portatori maggioritari e minoritari, informazione fornita, invece, dalla DLTS.

## La DLTS

Le citate tecniche capacitive, DLTS inclusa, si basano sullo studio delle variazioni di capacità attraverso le quali la giunzione ritorna ad una situazione di equilibrio dopo l'applicazione di una perturbazione esterna che altera lo stato di occupazione dei livelli profondi. Analizziamo questo fenomeno nel caso particolare di un livello profondo che sia trappola per elettroni nella zona  $p$  di una giunzione  $p - n$ . All'equilibrio nella regione di svuotamento si ha

$c_n \sim c_p \sim 0$ . L'occupazione elettronica del livello  $\bar{n}$  è determinata da  $e_n$  ed  $e_p$ ; in particolare, se  $N_T$  è la concentrazione dei livelli profondi, si ha:

$$\bar{n} = \frac{e_p}{e_n + e_p} N_T .$$

Un impulso di tensione che introduca cariche nella regione di svuotamento della giunzione ne fa variare la capacità, inducendo una variazione di  $\bar{n}$ . Se, per effetto della tensione applicata,  $\bar{n}$  aumenta si ha  $\Delta C > 0$ , poiché un aumento di  $\bar{n}$  è legato ad una diminuzione di  $W$ . Se  $\bar{n}$ , invece, diminuisce si ha  $\Delta C < 0$ . Il segno di  $\Delta C$ , dedotto per il particolare caso in esame, si può correlare più in generale con il tipo di portatori coinvolti nel processo. Infatti, si può dimostrare che ad un incremento di  $C$  corrisponde l'intrappolamento di portatori di carica minoritari e ad una diminuzione l'intrappolamento di portatori maggioritari. Poiché la DLTS registra proprio la variazione  $\Delta C$ , con tale tecnica si può sempre distinguere il tipo di portatori intrappolati dai livelli profondi presenti nel campione in esame.

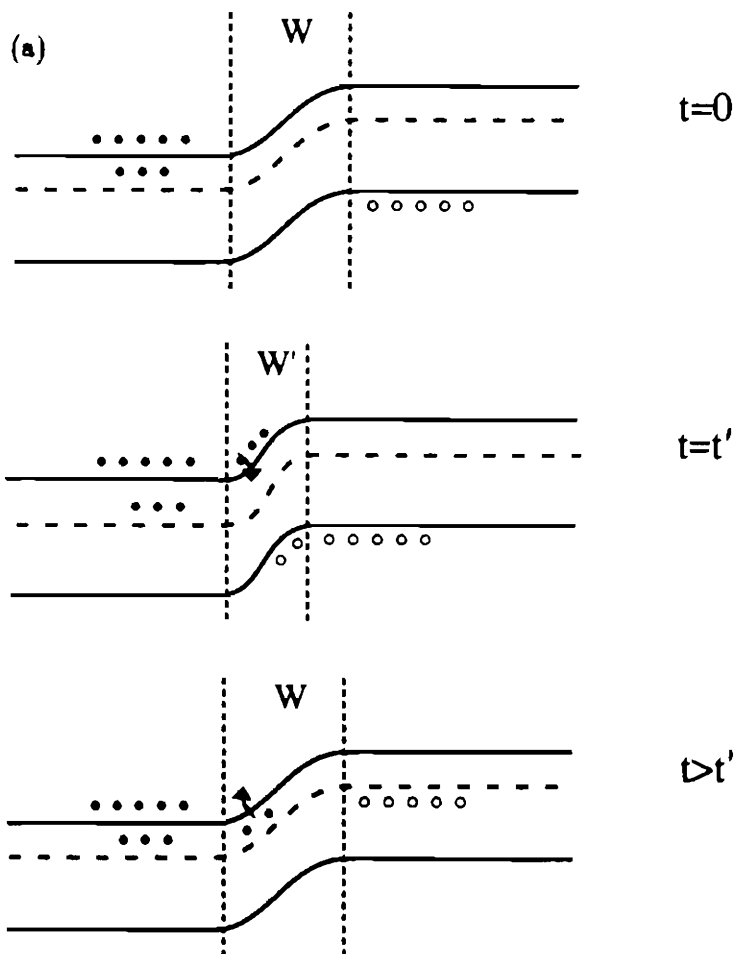
Gli effetti di un impulso di tensione  $V_E$  sulla zona  $p$  di una giunzione, legati alla presenza di un livello trappola per elettroni, sono schematicamente illustrati in Fig. 4 (a), nell'ipotesi di potenziale esterno  $V_E$  diretto. La Fig. 4 (b) mostra il transiente di capacità che si crea.

Una misura di DLTS consiste nel registrare come varia la capacità di una giunzione creata sul materiale da studiare al variare della temperatura del campione (un tipico intervallo di  $T$  utilizzato può essere da 100 a 450 K), in seguito all'applicazione di impulsi di tensione  $V_E$ . Scelto un intervallo di tempo  $\Delta t$  (tipicamente dell'ordine del ms) si misura  $C$  in due istanti  $t_1$  e  $t_2 = t_1 + \Delta t$ , di cui il primo segue immediatamente l'applicazione di  $V_E$ .

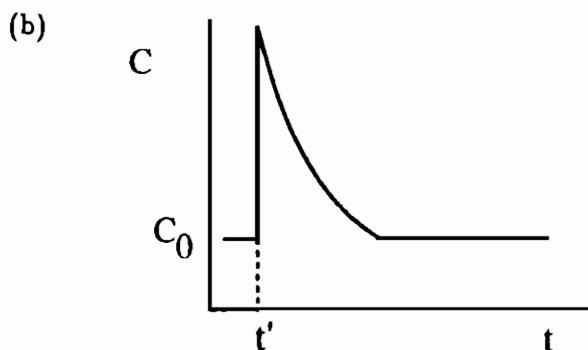
Poiché l'emissività di un livello è funzione di  $T$ , la variazione di capacità  $\Delta C$  causata da  $V_E$  è più o meno rapida, secondo la  $T$  a cui il campione si trova. Ciò significa che, fissato l'intervallo di tempo  $\Delta t$ ,  $C(t_1) - C(t_2) = \Delta C$  varia con  $T$ . Il segno di  $\Delta C$  dipende dal tipo di livello che emette e dai portatori che vi sono intrappolati (v. paragrafo precedente).

La DLTS sfrutta il fatto che il massimo della funzione  $\Delta C$ , che cade ad una certa temperatura  $T = T_M$ , è legato al parti-

colare livello profondo che emette portatori. Tale valore  $T_M$  consente di risalire ai parametri caratteristici del livello stesso. Un'illustrazione della descritta variazione di  $\Delta C$  in funzione di  $T$  è riportata nella Fig. 5.







**Fig.4** (a) Illustrazione schematica di intrappolamento ed emissione di elettroni nella zona  $p$  di una giunzione, dovuti all'applicazione di un impulso di tensione diretto; a  $t=0$  la giunzione è all'equilibrio, a  $t = t'$  termina l'impulso di tensione. (b) Transiente di capacità che si crea alla fine dell'impulso di tensione.

Durante la misura si raccoglie il segnale:

$$S(T) = \frac{C(t_1) - C(t_2)}{\Delta C_0} ,$$

dove  $\Delta C_0$  è il cambio di capacità dovuto all'impulso a  $t=0$  e la dipendenza da  $T$  è implicita in  $C$ . Per transienti esponenziali ( $N_T \ll N_d, N_a$ ) l'espressione del segnale di DLTS si può riscrivere in funzione della costante di tempo del transiente di capacità  $\tau(T) = \{e_i(T)\}^{-1}$  ( $i = n, p$ ), ottenendo:

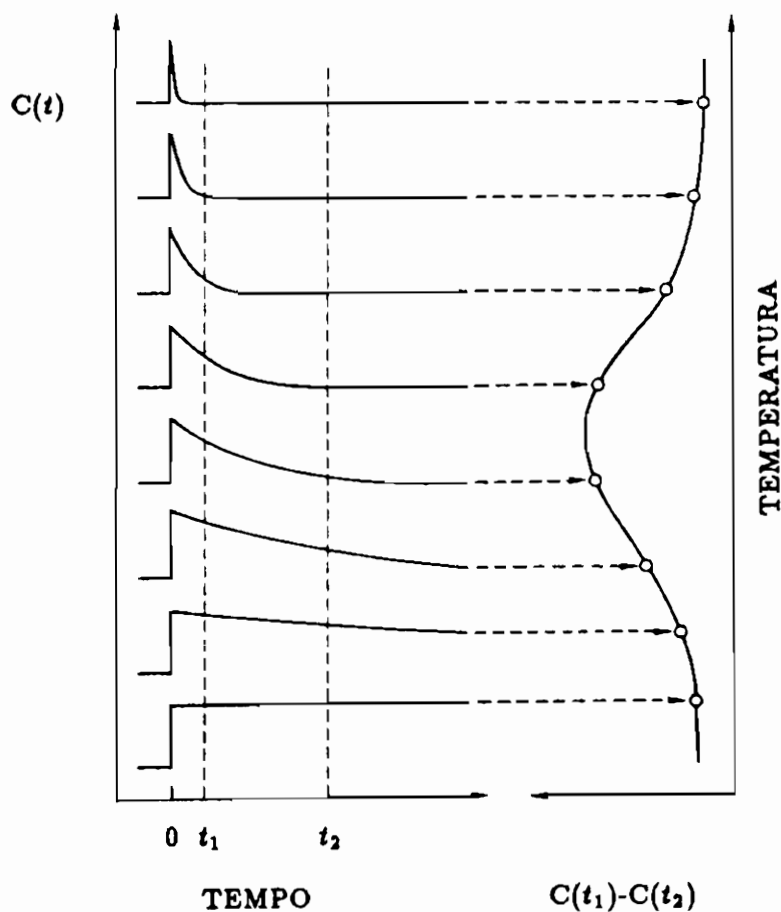
$$S(T) = \exp\left\{-\frac{t_1}{\tau}\right\} - \exp\left\{-\frac{t_2}{\tau}\right\} .$$

Dalla condizione  $\frac{\partial S}{\partial \tau} = 0$  si ricava il valore  $\bar{\tau}$  per cui  $S(T)$  è massimo:

$$\bar{\tau} = (t_1 - t_2) \left( \ln \frac{t_1}{t_2} \right)^{-1} . \quad (1)$$

Una scansione in temperatura fornisce, quindi, un punto della funzione  $\tau(T)$ , ricavato tramite la (1) una volta noto il valore di  $T$  a cui  $S(T)$  è massimo.

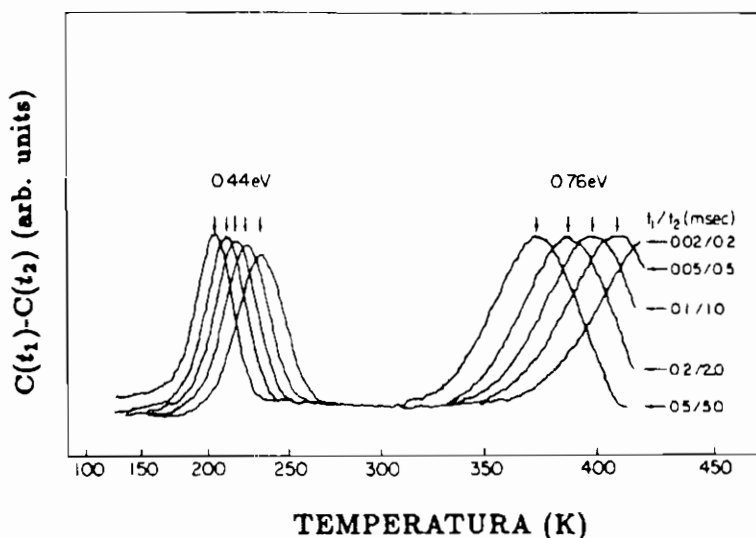
Eseguendo più scansioni, con diversi intervalli di campionamento  $\Delta t$ , si può costruire la funzione  $\tau(T)$  o, equivalentemente,  $e_i(T)$  caratteristica del livello profondo in esame.



**Fig.5** Esempio della variazione  $\Delta C$  della capacità di una giunzione in funzione della temperatura.

La Fig. 6 mostra il caso di una barriera Schottky di GaAs in cui  $\Delta C$  è registrata, in funzione di  $T$ , a diversi istanti  $t_1$  e  $t_2$ . Come si vede, il massimo di ciascuno dei due picchi presenti nello spettro si sposta al variare dell'intervallo di campionamento. Una

volta ottenuta  $e_i(T)$  si possono valutare facilmente l'energia di attivazione  $E$  e la sezione d'urto  $\sigma$  del livello profondo presente nel materiale in esame. Infatti dalla pendenza della curva  $\ln e_n(T)$  in funzione di  $\frac{1}{T}$  si ottiene  $E$ , mentre dall'intercetta con l'asse delle ordinate si determina il valore di  $\sigma$ . Si noti che questo è vero se i fattori presenti davanti all'esponenziale nella definizione di  $e(T)$  sono indipendenti da  $T$ , altrimenti la valutazione di  $E$  può risultare più laboriosa.



**Fig.6** Esempio della dipendenza degli spettri DLTS di una barriera Schottky di  $n$ -GaAs dall'intervallo di campionamento.

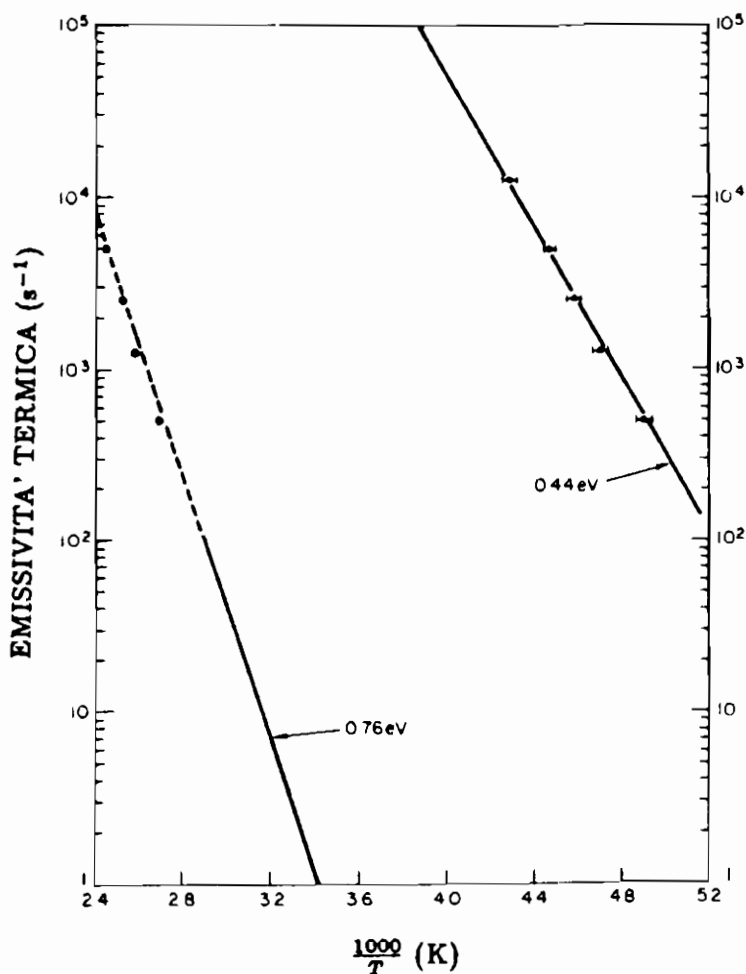
La Fig. 7 mostra come si ottiene  $E$  nel caso, già illustrato nella Fig. 6, di GaAs di tipo  $n$ . Il grafico di  $\ln e_n(T)$  in funzione di  $\frac{1}{T}$  è un esempio di "Arrhenius plot", utilizzato spesso quando siano da studiare i parametri caratteristici di un fenomeno descritto da una legge esponenziale. Sempre dal grafico di Arrhenius si può determinare  $\sigma$ , estrapolando la funzione  $\ln e(T)$  per  $T \rightarrow \infty$  e leggendone l'intercetta con l'asse delle ordinate.

La determinazione di  $\sigma$  si può ottenere, alternativamente, in modo empirico e a volte più accurato del precedente, sostituendo nella seguente relazione (derivante dalla definizione stessa di

$e_i(T)$ :

$$\sigma_i = \frac{\exp(E/kT)}{\tau N_i \langle v_i \rangle},$$

il valore di  $\tau$  misurato,  $E$  determinato come si è detto,  $N_i$  e  $\langle v_i \rangle$  stimati, dove l'indice  $i = n, p$  si riferisce al tipo di portatori.

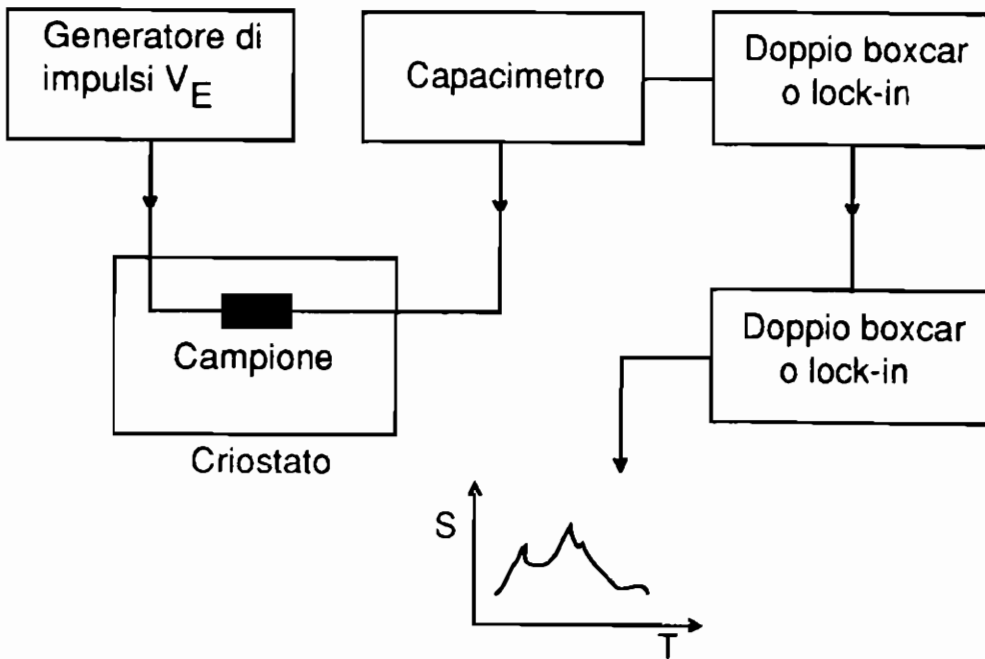


**Fig. 7** Illustrazione del metodo per ottenere l'energia di attivazione  $E$  di un livello nel caso degli spettri della Fig. 6.

I metodi precedentemente descritti permettono di deter-

minare  $\sigma$  nell'ipotesi che quest'ultima sia indipendente dalla temperatura. Il valore preciso della sezione di cattura e la sua eventuale dipendenza da  $T$  possono essere ottenuti attraverso misure di DLTS effettuate con diverse durate dell'impulso di tensione  $V_E$ .

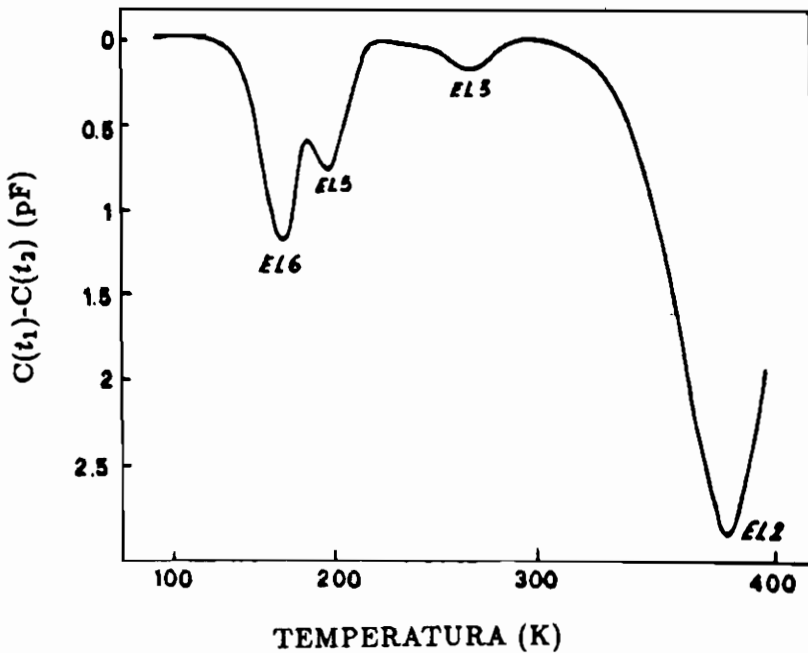
Lo schema a blocchi di un apparato sperimentale per DLTS è riportato nella Fig. 8. Il campione è posto in un criostato a temperatura variabile, costantemente controllata da una termocoppia o un diodo. Inoltre, è collegato ad un generatore di impulsi di tensione e ad un capacimetro, elementi fondamentali dell'apparato. La lettura del capacimetro è effettuata mediante un "boxcar" o un "lock-in". Il primo è un elemento che consente l'acquisizione dei dati ad intervalli prestabiliti di tempo, consentendo, nel caso della DLTS, di registrare i valori  $C(t_1)$  e  $C(t_2)$  e, quindi, il segnale  $S(T)$ . Il secondo permette di acquisire i dati ad una certa frequenza, in sincronia con la generazione degli impulsi, e offre un rapporto segnale/rumore particolarmente buono. Un calcolatore consente, infine, di registrare e riportare su grafico la funzione  $S(T)$ .



**Fig.8** Schema a blocchi di un apparato sperimentale per DLTS.

## Applicazioni della DLTS

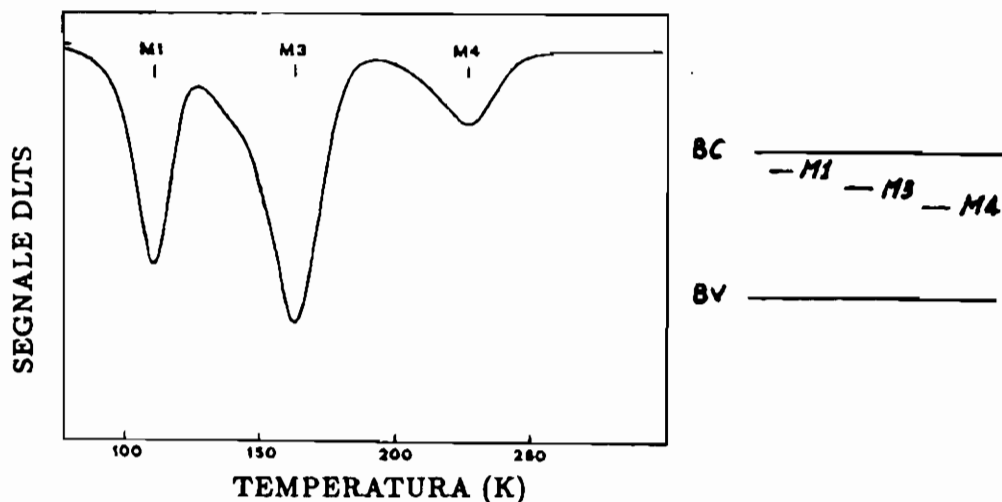
Come esempio di applicazione della DLTS è interessante considerare lo spettro di una barriera Schottky Cr/*n*-GaAs massivo riportato nella Fig. 9.<sup>[6]</sup> Si evidenziano chiaramente quattro strutture, indicate con EL6, EL5, EL3 ed EL2. Le prime tre sono legate a livelli profondi la cui origine, non ancora chiarita, è attribuita a difetti di crescita del cristallo (piuttosto che alla presenza di impurezze). Il livello EL2 è attribuito all'antisito  $As_{Ga}$  o comunque ad un difetto complesso ad esso correlato. Il controllo della concentrazione di tale livello consente di ottenere un cristallo di GaAs non drogato e semi-isolante di particolare interesse per applicazioni nel campo della microelettronica.



**Fig.9** Spettro di DLTS relativo ad una barriera Schottky Cr/*n*GaAs massivo.

Un altro esempio delle interessanti informazioni che si possono ottenere da misure di DLTS è costituito dal caso di film di GaAs cresciuti mediante epitassia da fasci molecolari (MBE, da

"Molecular Beam Epitaxy"). Un tipico spettro di  $n$ -GaAs ottenuto tramite MBE è riportato nella Fig. 10, con uno schema della posizione dei livelli indicati con M1, M3 ed M4 all'interno del gap energetico.<sup>[9]</sup> Le energie di attivazione che si ricavano da tale spettro non sono riconducibili a quelle calcolate per il materiale massivo. Le relative concentrazioni, inoltre, risultano inferiori di circa due ordini di grandezza, indicando la maggior purezza del materiale cresciuto con MBE. Le concentrazioni dei livelli M1, M3 ed M4 in questo materiale sono funzione della pulizia della camera di crescita e della purezza delle sorgenti e possono, quindi, servire da controllo della qualità dello strato epitassiale.



**Fig.10** Spettro di DLTS relativo a GaAs di tipo  $n$  cresciuto con MBE.

La DLTS ha subito diverse modifiche, seguendo una continua evoluzione cui è tuttora soggetta ed adeguandosi a sempre nuove problematiche scientifiche. Una della più interessanti tra le varianti della DLTS, la doppia DLTS,<sup>[10,11]</sup> consente la determinazione dei profili di concentrazione delle impurezze legate ai livelli profondi presenti nei campioni. Consiste nell'applicazione di impulsi di tensione di due ampiezze diverse,  $V_E$  e  $V'_E$ , alternate l'una all'altra, e nell'acquisizione di un segnale proporzionale alla differenza tra il valore  $\Delta C$  registrato per gli impulsi dell'una e dell'altra ampiez-

za. La posizione spaziale dei livelli cui tale differenza è legata corrisponde alla parte della regione di svuotamento creata dalla tensione  $V_E - V_E'$ . Variando l'ampiezza degli impulsi (mantenendo costante la differenza tra  $V_E$  e  $V_E'$  è, quindi, possibile ricavare un profilo di concentrazione dei livelli profondi nel campione.

## Conclusioni

I livelli profondi sono un interessante oggetto di studio per la fisica dei semiconduttori, sia nell'aspetto teorico della formulazione di una teoria che ne consenta una descrizione, sia in quello sperimentale dell'attribuzione chiara dei risultati e della caratterizzazione dei materiali.

Tra le tecniche adatte allo studio di tali livelli la DLTS spicca per l'elevata sensibilità (consente di rilevare livelli presenti in concentrazioni  $N_T \sim 10^{-5} N_D$ ); offre, inoltre, la possibilità di distinguere il tipo di portatori coinvolti nei processi studiati e permette di determinare contemporaneamente più parametri caratteristici dei livelli in esame. Occorre, però, ricordare che l'apparato sperimentale necessario per ottenere buoni spettri di DLTS è relativamente complesso e che la tecnica richiede campioni costituiti da giunzioni dalle ottime caratteristiche elettriche. Accanto a queste difficoltà si noti che la maggior mancanza della DLTS è il fatto che non fornisce informazioni sull'origine chimico-fisica dei livelli studiati. Tale mancanza, per particolari casi, è stata recentemente superata,<sup>[12]</sup> a testimonianza della continua evoluzione della tecnica descritta.

Desidero ringraziare il Dott. E. Gombia dell'istituto MASPEC di Parma per gli utili suggerimenti.



## Bibliografia

- [ 1] Si veda, ad esempio: K. Seeger, *Semiconductor Physics* (Springer-Verlag, Berlin, 1982).
- [ 2] D.V. Lang, J. Appl. Phys. 45, 3014 (1974).
- [ 3] D.V. Lang, J. Appl. Phys. 45, 3023 (1974).
- [ 4] G.L. Miller, D.V. Lang, L.C. Kimerling, Ann. Rev. Mater. Sci. 7, 377 (1977).
- [ 5] D.V. Lang in *Thermally stimulated relaxation in solids* (Springer-Verlag, New York, 1979), p.93.
- [ 6] J.C. Carballes, J. Lebailly, Solid State Comm. 6, 167 (1968).
- [ 7] D.L. Loose, Appl. Phys. Lett. 21, 54 (1972); J. Appl. Phys. 46, 2204 (1975).
- [ 8] R. Fornari, E. Gombia, R. Mosca, J. Electr. Mat. 18, 151 (1989).
- [ 9] A. Bosacchi, S. Franchi, E. Gombia, R. Mosca, L. Vanzetti, P. Allegri, V. Avanzini, M. Capizzi, C. Coluzza, J. Vac. Sci. Technol. B 7, 1103 (1989).
- [10] C.T. Sah, H.S. Fu, Phys. Status Solidi (a) 14, 59 (1972).
- [11] H. Lefevre, M. Schulz, Appl. Phys. 7, 45 (1977).
- [12] M. Lang, G. Pensl, M. Gebhard, N. Achtziger, M. Uhrmacher, Appl. Phys. A 53, 95 (1991).



**Guido Montagna**

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

**Istituto Nazionale di Fisica Nucleare  
Sezione di Pavia**

**LA RICERCA DEL BOSONE DI HIGGS  
AI FUTURI ACCELERATORI**

**Seminario tenuto il 22 Novembre 1991**

## 1. Introduzione

La ricerca del bosone di Higgs, come quella del quark top, costituisce senza dubbio uno dei più importanti problemi aperti del Modello Standard delle interazioni elettrodeboli di Glashow-Salam-Weinberg [1]. Se, da un lato, la scoperta del quark top risulterebbe di fondamentale importanza in quanto, oltre a completare la struttura dei campi di materia alla base del modello, consentirebbe di avvalorarne anche la consistenza matematica [2], dall'altro la rivelazione del bosone di Higgs è un test decisamente cruciale della teoria poichè in grado di saggiare la validità del settore più delicato (e forse più insoddisfacente) del modello elettrodebole. L'introduzione del cosiddetto settore di Higgs nella struttura di gauge  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  del Modello Standard consente infatti di risolvere un passaggio chiave nella teoria e che va comunemente sotto il nome di problema della *generazione delle masse*. Essa risiede nella necessità, dettata da numerose evidenze sperimentali [3], di sviluppare una teoria gauge invariante locale capace di descrivere bosoni fisici *massivi* a partire da un modello inizialmente basato su campi di gauge *privi di massa*. Secondo il meccanismo di Higgs [4], questo processo di generazione delle masse avviene senza ricorrere all'introduzione nella lagrangiana di partenza di termini di massa espliciti (che violerebbero la gauge invarianza) ma mediante *rottura spontanea della simmetria di gauge*. Quest'ultima ha luogo, come noto, quando la lagrangiana alla base della teoria risulta essere invariante per una certa operazione di simmetria mentre lo stato di minima energia (o stato di vuoto) non gode della stessa proprietà di invarianza. L'introduzione della lagrangiana di Higgs  $\mathcal{L}_H$  nel Modello Standard consente di cogliere questo obiettivo. Nella versione minimale del Modello Standard (MSM), la  $\mathcal{L}_H$  descrive infatti un doppietto (in  $SU(2)$ ) di campi scalari complessi con valore di aspettazione sul vuoto non nullo e self-interagenti attraverso un potenziale (potenziale di Higgs) che ammette un insieme (degenere) di infiniti stati di vuoto. Mediante una scelta specifica per lo stato di minima energia, la rottura spontanea della simmetria si manifesta. Espandendo quindi il campo di Higgs attorno a questo particolare stato di vuoto compaiono nella  $\mathcal{L}_H$  termini di massa che, una volta diagonalizza-

ti, forniscono le masse dei bosoni fisici  $W^\pm$  e  $Z^0$ . Analogamente, si prova che i campi fermionici (leptoni e quark) carichi acquistano massa attraverso il cosiddetto termine di Yukawa che accoppia il campo di Higgs coi singoletti left ed i doppietti right di  $SU(2)$ .

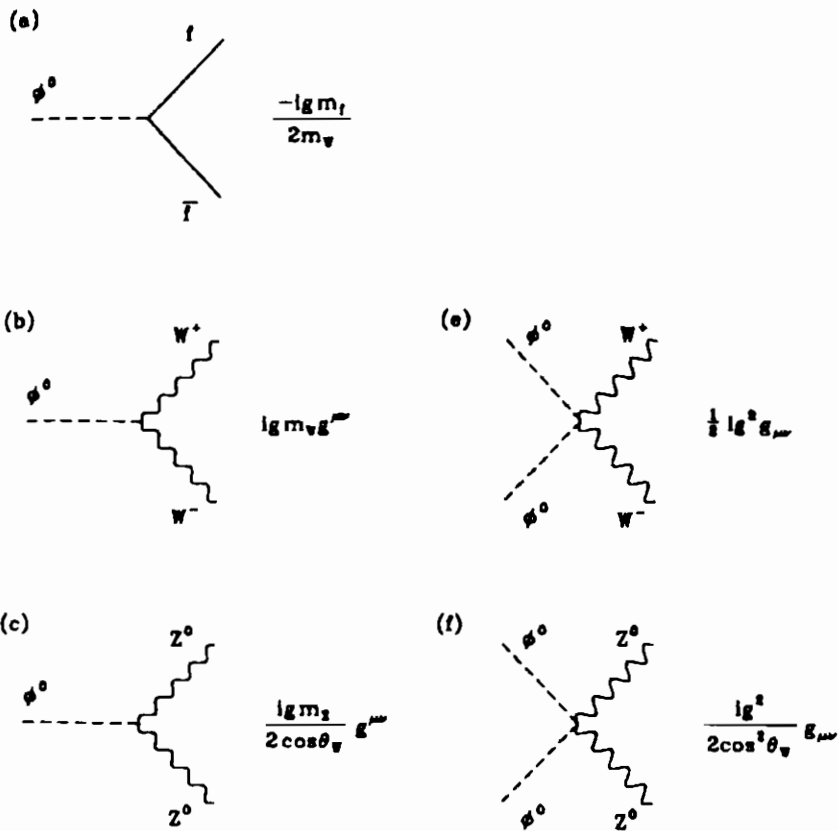


Fig. 1 Gli accoppiamenti del bosone di Higgs del MSM.

In conseguenza del meccanismo di Higgs e della ripartizione dei gradi di libertà di polarizzazione che esso comporta, lo spettro conclusivo di massa del MSM descrive tre bosoni di gauge massivi corrispondenti ai campi fisici  $W^\pm$  e  $Z^0$  (*settore di gauge*), fermioni carichi di massa  $m_f$  non predetta e neutrini privi di massa (*settore*

*fermionico*) ed, infine, un bosone scalare neutro  $H$  (bosone di Higgs), la cui massa *non* è predicibile (*settore di Higgs*).

Le possibili interazioni del bosone di Higgs con gli altri campi sono riassunte dai diagrammi di Feynman rappresentati in **Fig. 1** (non sono riportati i contributi di self-interazione). Come si può osservare da questa figura, nel caso dei fermioni il valore dell'accoppiamento  $Hf\bar{f}$  cresce, "per costruzione", al crescere della massa del fermione a cui l'Higgs si accoppia, mentre nel caso dei bosoni massivi  $V$  ( $V = W^\pm, Z^0$ ) l'accoppiamento trilineare  $HVV$  domina quello quadrilineare  $H^2VV$  in conseguenza della dipendenza da  $M_W$  e  $M_Z$  presente nel primo caso ma non nel secondo. Del resto, i coupling corrispondenti (cioè i valori della forza con cui l'Higgs si lega agli altri campi) sono noti solo se  $m_f, M_W$  e  $M_Z$  sono introdotti nella teoria elettrodebole come input derivati dai dati sperimentali.

Per riassumere i punti principali del discorso, le proprietà salienti del meccanismo di Higgs del MSM si possono così sintetizzare:

*proprietà buone:* fornisce il più semplice schema teorico noto per generare le masse sia dei campi bosonici  $W, Z$  che di quelli fermionici. Perciò l'"Higgs standard" (cioè il bosone di Higgs del MSM), anche se non esistesse, si rivela nel suo insieme un'ottima ipotesi di lavoro. Inoltre, esso consente di predire [5], all'ordine più basso di teoria delle perturbazioni,  $\rho = \frac{M_W}{M_Z \cos\theta_W} = 1$  (dove  $\theta_W$  è l'angolo di Weinberg), in ottimo accordo coi dati sperimentali disponibili;

*proprietà cattive:* dei diciassette parametri liberi del MSM ben quindici sono dovuti al solo settore di Higgs. Essi non sono predicibili all'interno del Modello Standard ma vanno introdotti ricorrendo ai valori misurati dagli esperimenti. A questo va aggiunto il fatto che, in conseguenza del valore relativo alla scala di energia associata al processo di *electroweak symmetry breaking* ( $v \approx 250$  GeV), dal meccanismo di Higgs deriva una costante cosmologica  $\Lambda = 8\pi G_N v^4$  ( $G_N$  è la costante gravitazionale) che è **54** ordini di grandezza più grande del limite superiore misurato [2].

Nonostante questi aspetti contraddittori, utilizzando gli accoppiamenti di **Fig. 1** e tenendo conto della presenza di diagrammi di Feynman come quelli di **Fig. 2**, i meccanismi di produzione e

decadimento dell'Higgs sono calcolabili all'interno del modello elettrodebole e confrontabili coi dati sperimentali a disposizione. Per questa serie di ragioni, la ricerca del bosone di Higgs negli attuali e futuri acceleratori risulta necessaria per capire se questo scalare è veramente la causa responsabile in natura della generazione delle masse o piuttosto altro non è che una descrizione efficace di una struttura più fondamentale [2,6].

Il seguito del lavoro è così organizzato. Nel paragrafo 2, di carattere introduttivo, sono richiamate le principali caratteristiche dei branching ratio (BR) (o larghezze parziali di decadimento) del bosone di Higgs necessarie per una comprensione più immediata degli aspetti trattati nel seguito. Sono inoltre brevemente esaminati i vincoli teorici e gli attuali limiti sperimentali riguardanti il valore della sua massa. Nel paragrafo 3 sono passati in rassegna e discussi i principali meccanismi di produzione e i segnali sperimentali più promettenti presso futuri acceleratori. La discussione è suddivisa nei casi di collider elettrone-positrone ( $e^+e^-$ ), protone-protone ( $pp$ ) ed elettrone-protone ( $ep$ ) ed è limitata ai casi di maggior interesse sperimentale. Nel paragrafo 4 sono riportate alcune brevi conclusioni di carattere comparativo sulle potenzialità ed i limiti delle future ricerche.

## 2. Decadimenti del bosone di Higgs e limiti di massa attuali

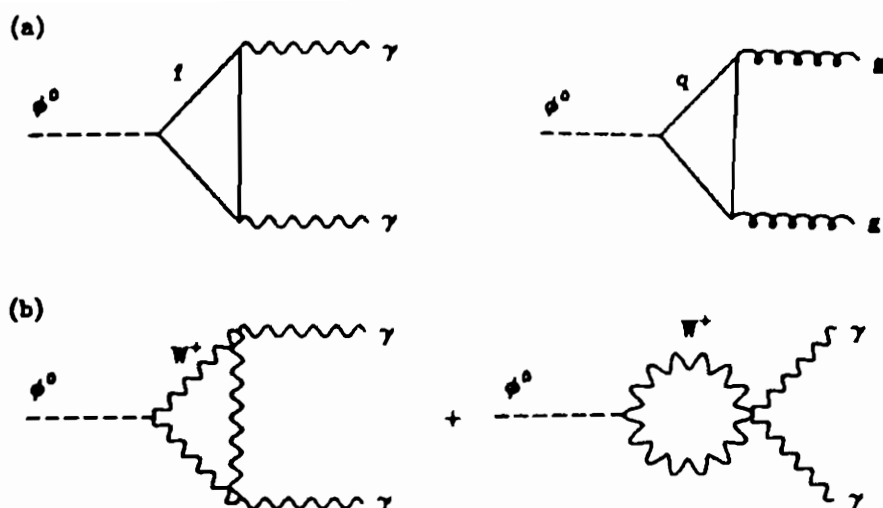
Dall'analisi degli accoppiamenti rappresentati in fig. 1 deriva che:

$$H \rightarrow f\bar{f} \qquad H \rightarrow WW, ZZ$$

sono gli unici decadimenti a due corpi del bosone di Higgs ammessi al "tree level" (o ordine perturbativo più basso). I decadimenti

$$H \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma, gg \quad (g = gluone)$$

entrano in gioco al primo ordine di teoria delle perturbazioni (tramite ampiezze  $O(\alpha)$  e  $O(\alpha_s)$  rispetto a quelle esistenti al "tree level") e procedono attraverso diagrammi di Feynman "one-loop" alcuni dei quali sono riportati in Fig. 2.



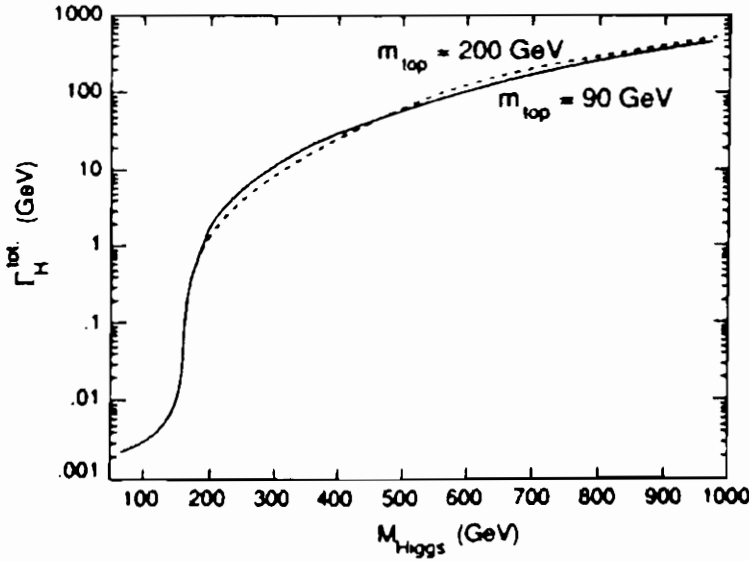
**Fig. 2** Alcuni dei diagrammi “one-loop” (spin-1/2 e spin-1) che contribuiscono ai decadimenti del bosone di Higgs.

In confronto ai decadimenti all'ordine più basso, i decadimenti “one loop” sono fortemente soppressi essendo caratterizzati da probabilità di  $O(10^{-3})$  rispetto ai branching ratio ammessi al “tree level”.

Nel caso dei decadimenti in coppie fermione-antifermione di massa  $m_f$ , poichè la corrispondente larghezza parziale è direttamente proporzionale a  $m_f^2$  [7], risulta che l'Higgs decade preferenzialmente nei leptoni/quark di massa maggiore fra quelli energeticamente accessibili. Questo comportamento influenza ovviamente la scelta dei processi più vantaggiosi dal punto di vista strettamente statistico per la ricerca dell'Higgs. Tuttavia, come sarà evidenziato nel seguito, non sempre i canali più abbondanti (soprattutto nella ricerca ai collider adronici) si rivelano i più adeguati a causa della presenza dei processi di “background”.

Riguardo al decadimento in coppie di bosoni vettori  $W$  e  $Z$ , due importanti conseguenze derivano dalle rispettive larghezze di





**Fig. 3** *Andamento della larghezza totale dell'Higgs in funzione di  $M_H$ , per due valori di  $m_{top}$ .*

decadimento date da un'espressione della forma seguente [7]:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{g^2}{C\pi} \frac{M_H^3}{M_V^2} \sqrt{1-x_V} \left(1-x_V + \frac{3}{4}x_V^2\right) \quad (1)$$

dove  $x_V = 4M_V^2/M_H^2$  ( $V = W, Z$ ),  $g = e/\sin\theta_W$  e  $C$  è una costante diversa per  $W$  e  $Z$ .

La prima è che sommando sui due contributi parziali  $W$  e  $Z$  ed esprimendo il risultato in unità TeV si ottiene:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) \simeq \frac{1}{2} M_H^3 \quad (2)$$

da cui deriva immediatamente che la larghezza di decadimento in coppie  $VV$  diventa circa uguale alla massa del bosone di Higgs per  $M_H \simeq 1.4$  TeV. Pertanto, nel caso di un Higgs molto pesante, risulta sperimentalmente molto difficile (se non addirittura impossibile) separare un segnale di produzione dal fondo relativo alla produzione continua di coppie  $VV$  mediante meccanismi alternativi.

Questa difficoltà di estrarre un segnale nella forma di risonanza per elevati valori di  $M_H$  è confermata dall'andamento della larghezza totale dell'Higgs in funzione della sua massa riportata in Fig. 3.

La seconda importante considerazione deriva dall'analisi del rapporto fra la larghezza di decadimento in bosoni polarizzati longitudinalmente  $V_L$  e quella in bosoni polarizzati trasversalmente  $V_T$ . Poichè tale rapporto vale [7]:

$$\frac{\Gamma(h \rightarrow V_T V_T)}{\Gamma(h \rightarrow V_L V_L)} = \frac{1/2x_V^2}{(1 - 1/2x_V)^2} \quad (3)$$

dove  $x_V = 4M_V^2/M_H^2$ , allora al crescere della massa dell'Higgs i decadimenti in bosoni polarizzati longitudinalmente prevalgono su quelli in bosoni polarizzati trasversalmente. Questa dominanza nei decadimenti di un Higgs pesante è una previsione cruciale e verificabile del meccanismo di Higgs nei futuri esperimenti ad altissima energia.

Venendo ai limiti attuali sulla massa dell'Higgs, esistono oggi limiti sia teorici che sperimentali. I primi non consentono di restringere la ricerca sperimentale ad un ben definito range di energia, lasciando così ampio spazio alle ipotesi sui possibili meccanismi alternativi di produzione ed i corrispondenti segnali sperimentali. Nonostante ciò, è opinione diffusa (sebbene non esistano dimostrazioni certe) che la massa dell'Higgs non possa eccedere per più di un ordine di grandezza le masse dei bosoni vettoriali [2,6]. Limiti superiori su  $M_H$  sono stati infatti ricavati sulla base di varie indagini teoriche, fra le quali:

- 1) individuazione della violazione del limite di unitarietà dell'ampiezza (al "tree level") di scattering elastico  $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$  nel limite  $\sqrt{s} \gg M_W$  [8]. Tale violazione ha luogo se  $M_H \geq 1$  TeV in corrispondenza ad un regime (non perturbativo) in cui le interazioni deboli fra i bosoni vettoriali diventano forti;
- 2) studio, sulla base delle equazioni del Gruppo di Rinormalizzazione, della crescita logaritmica in funzione dell'energia della costante di self-accoppiamento  $\lambda$  del campo di Higgs. Impo-  
nendo che  $\lambda$  resti finita in corrispondenza ad una certa scala  $\Lambda$  (in modo da garantire l'applicabilità della teoria) si ottiene

$M_H \leq 144, 165, 675$  GeV per  $\Lambda = 10^{19}, 10^{15}, 10^3$  rispettivamente [9]. Questi limiti sono noti come “triviality bound” e derivano dal fatto che il settore di Higgs del MSM *non* è asintoticamente libero;

- 3) simulazioni numeriche del modello elettrodebole su reticolo. I limiti ottenuti sono del tipo:  $M_H \leq 0.6 - 0.8$  TeV [9], in accordo coi limiti analitici discussi nei punti 1) e 2).

È quindi la consistenza interna del Modello Standard a richiedere che la massa del bosone di Higgs stia al di sotto di 1 TeV.

Ci sono anche limiti teorici inferiori sulla massa dell’Higgs. Questi provengono, ad esempio, dalla richiesta che lo stato di vuoto sia stabile rispetto al processo di rottura spontanea della simmetria elettrodebole [10] ( $M_H \geq 7$  GeV) o dall’ipotesi che il meccanismo di *spontaneous symmetry breaking* sia indotto dalle correzioni radiative [11] ( $M_H \geq 10$  GeV). Quest’ultime del resto dipendono assai poco sensibilmente da  $M_H$  in virtù del teorema di “screening” di Veltman [12], secondo il quale i termini di correzioni radiative dipendenti dalla massa dell’Higgs sono della forma:

$$g^2 \left[ \ln \left( \frac{M_H}{M_W} \right) + g^2 \left( \frac{M_H}{M_W} \right)^2 + \dots \right] \quad (4)$$

Il contributo logaritmico proviene dalle correzioni “one-loop” mentre l’effetto dovuto ai diagrammi a due o più “loop”, benchè quadratico in  $M_H$ , è schermato da un ulteriore fattore  $g^2$  così da rendere le osservabili relativamente insensibili, attraverso le correzioni radiative, al valore della massa dell’Higgs.

Purtroppo, i limiti teorici sulla massa dell’Higgs, sebbene particolarmente interessanti per i risvolti legati alla consistenza fisica del Modello Standard, non sono sicuri come gli attuali limiti sperimentali. Infatti, i dati recentemente ottenuti dalle quattro collaborazioni sperimentali operanti a LEP 1 (collider  $e^+e^-$  con energia nel centro di massa centrata attorno al valore della risonanza  $Z^0$ ) forniscono per l’Higgs standard i risultati seguenti (al 95% di C.L.) [13]:

ALEPH:  $M_H \geq 48 \text{ GeV}$

DELPHI:  $M_H \geq 44 \text{ GeV}$

L3:  $M_H \geq 41.8 \text{ GeV}$

OPAL:  $M_H \geq 41 \text{ GeV}$

Questi limiti provengono dalle ricerche negative del processo  $e^+e^- \rightarrow Z^*H \rightarrow f\bar{f}H$  raffigurato in Fig. 4.

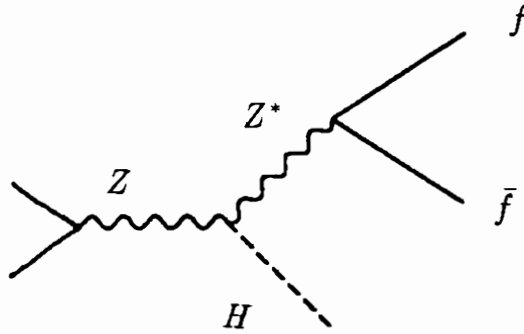


Fig. 4 *Diagramma di Feynman per  $e^+e^- \rightarrow Z^*H \rightarrow f\bar{f}H$ .*

Il risultato più spettacolare di LEP 1 è che ora i limiti sperimentali includono anche il valore  $M_H=0$  [14], limite estremo non escluso con sicurezza dagli esperimenti di bassa energia pre-LEP 1 [7].

### 3. Meccanismi di produzione e segnali ai futuri acceleratori

Come discusso nel paragrafo precedente, gli attuali limiti sperimentali sulla massa del bosone di Higgs provengono dagli esperimenti fino ad oggi eseguiti dalle collaborazioni di LEP 1. Con l'aumento della statistica nei prossimi anni di presa dati a LEP 1 sarà probabilmente possibile raggiungere il limite di scoperta  $M_H \simeq 50 - 60 \text{ GeV}$  [15]. Per estendere la ricerca al di là di questa regione il ricorso ad acceleratori di più alta energia diviene

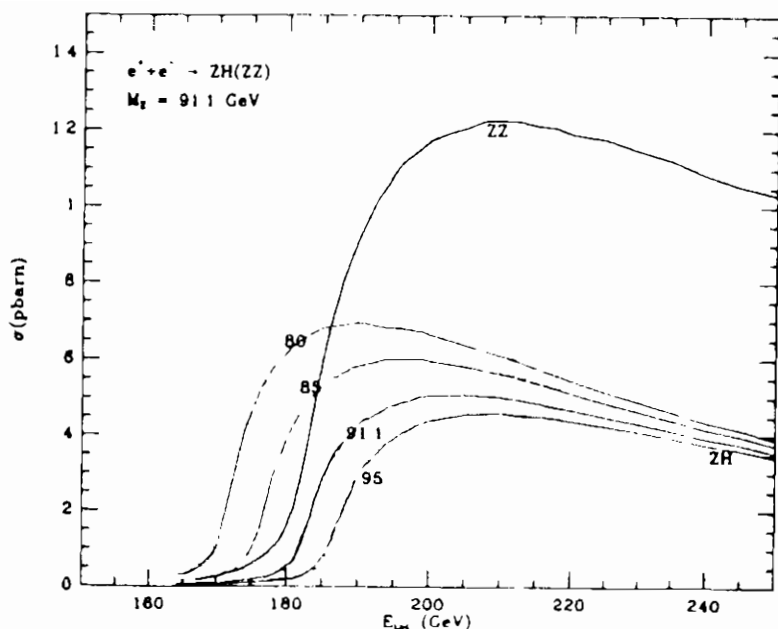
assolutamente necessario. Nel seguito sono distinti, per ragioni di chiarezza, i casi di futuri collider  $e^+e^-$  (LEP 200, CLIC),  $pp$  (LHC/SSC) ed  $ep$  (LEP  $\otimes$  LHC).

A LEP 200 (presumibilmente a  $\sqrt{s} \geq 2M_Z$ ) il meccanismo di produzione privilegiato per l'osservazione dell'Higgs è, come per LEP 1, la produzione associata  $HZ^0$  nelle collisioni  $e^+e^-$ , cioè il processo  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow HZ^0$  con un bosone  $Z^0$  reale nello stato finale e non virtuale come nell'analogo processo di LEP 1. Il metodo proposto per la rivelazione dello scalare di Higgs in questa reazione consiste nell'identificare i prodotti di decadimento della  $Z^0$  ( $Z^0 \rightarrow l^+l^-, \nu\bar{\nu}, q\bar{q}$  con  $l = e, \mu, \tau$  e  $q = \text{quark}$  ad eccezione del top) fra i quattro corpi dello stato finale provenienti dal decadimento dell'Higgs (che alle energie di LEP 200 decade principalmente in coppie  $b\bar{b}$ ) e della  $Z^0$ .

Nel canale  $Z^0 \rightarrow l^+l^-$  l'Higgs può essere osservato ricostruendo lo spettro di massa invariante della coppia  $l^+l^-$ . Questo spettro presenta infatti il massimo in corrispondenza al valore dato dalla differenza  $M_{Z^0} - M_H$  [15]. La misura si presenta agevole ma è condizionata dalla bassa statistica dovuta al  $\text{BR}(Z^0 \rightarrow l^+l^-)$ . Solo infatti circa il 6% del campione di eventi  $Hff$  contiene leptoni carichi provenienti dai decadimenti della  $Z^0$ . Il canale  $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$  consente di operare la ricerca su un numero di eventi decisamente più elevato (essendo  $\sum_{\nu} \text{BR}(Z^0 \rightarrow H\nu\bar{\nu}) \simeq 6 \text{BR}(Z^0 \rightarrow Hl^+l^-)$  per un dato  $l$ ) ma si presenta più difficile da analizzare sperimentalmente richiedendo una misura di energia mancante. La statistica più vantaggiosa è quella del canale  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  il quale tuttavia ha il limite di costringere la ricerca del bosone di Higgs ad un'analisi a 4 *jet* particolarmente difficile per la presenza del fondo di QCD dovuto alle annichilazioni  $e^+e^- \rightarrow ZZ, WW \rightarrow 4 \text{ jet}$ .

In base allo studio dei canali sopra esaminati, la conclusione dei gruppi di lavoro sulla ricerca dell'Higgs a LEP 200 [16] è che l'osservazione di un bosone di Higgs con  $M_H \leq 80$  GeV è possibile con l'energia e la luminosità integrata di progetto.

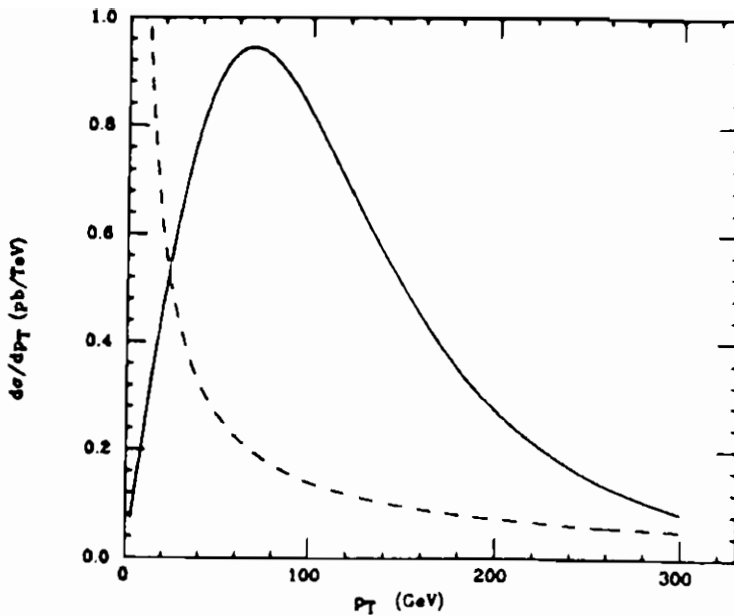
Per  $M_H \simeq 80 - 90$  GeV il problema si presenta considerevolmente più difficile a causa dei piccoli valori della sezione d'urto del segnale  $e^+e^- \rightarrow HZ^0$  rispetto a quelli della sezione d'urto del "background" principale  $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$  (Fig. 5). Il caso è stato studiato in dettaglio in ref. [17]. La conclusione di questa



**Fig. 5** Sezioni d'urto totali per  $e^+e^- \rightarrow ZH$  e  $e^+e^- \rightarrow ZZ$  per  $M_H = 80, 85, 91.1$  e  $95$  GeV, a LEP 200.

analisi è che la rivelazione di un Higgs con  $M_H \simeq M_Z$  è possibile a LEP 200 sfruttando le differenze fra le distribuzioni angolari dei prodotti di decadimento degli stati finali  $HZ^0$  e  $Z^0Z^0$  ma richiede energia molto alta ( $\sqrt{s} \simeq 200$  GeV) ed elevata luminosità ( $\int Ldt > 500$   $pb^{-1}$ ).

Dopo LEP 200 il futuro previsto degli acceleratori elettrone-positrone è nei collider lineari. A CLIC, collider lineare a  $\sqrt{s} \simeq 1-2$  TeV, nuovi processi di produzione entrano in gioco in quanto la reazione favorita a LEP  $e^+e^- \rightarrow Z^0H$  decresce come  $1/s$  alla scala del TeV. Il processo dominante è infatti la fusione di due bosoni vettori  $W$  in quanto i contributi dovuti alla fusione  $ZZ$  e  $\gamma\gamma$  (quest'ultimo analogo della fusione gluone - gluone ai collider adronici) non sono competitivi con la sezione d'urto di fusione  $WW$  alle energie di CLIC [18]. Il rate di produzione di Higgs è piuttosto buono; infatti, per  $\int Ldt \simeq 10^{40} cm^{-2}$  e  $\sqrt{s} = 2$  TeV circa 4000 (300) eventi sono predetti per  $M_H = 100$  GeV (1 TeV) [18].



**Fig. 6** Confronto fra le distribuzioni in  $p_{\perp}$  del segnale  $WW \rightarrow H \rightarrow q\bar{q}$  (linea continua) e del fondo  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  (linea tratteggiata) per la rivelazione di un Higgs intermedio a CLIC.

Le strategie di rivelazione a CLIC dipendono ovviamente dal valore di  $M_H$ . Occorre distinguere fra i due casi seguenti:

- 1) *Higgs intermedio* ( $M_Z < M_H < 2M_Z$ ), dove il decadimento principale è  $H \rightarrow b\bar{b}$  essendo inaccessibile il canale  $t\bar{t}$  sulla base dei limiti posti dai risultati ottenuti dall'esperimento CDF a Fermilab ( $m_t > M_Z$ ).
- 2) *Higgs pesante* ( $M_H > 2M_Z$ ), dove a dominare è il canale di decadimento  $H \rightarrow VV$  ed in particolare  $H \rightarrow WW$  dato che  $\text{BR}(H \rightarrow WW) \simeq 2 \text{BR}(H \rightarrow ZZ)$ .

Nel primo caso, un "background" alla segnatura sperimentale, costituita da due *jet* provenienti dalla frammentazione della coppia quark-antiquark, è dovuto ai processi di fusione  $\gamma\gamma$  e  $\gamma W$ .

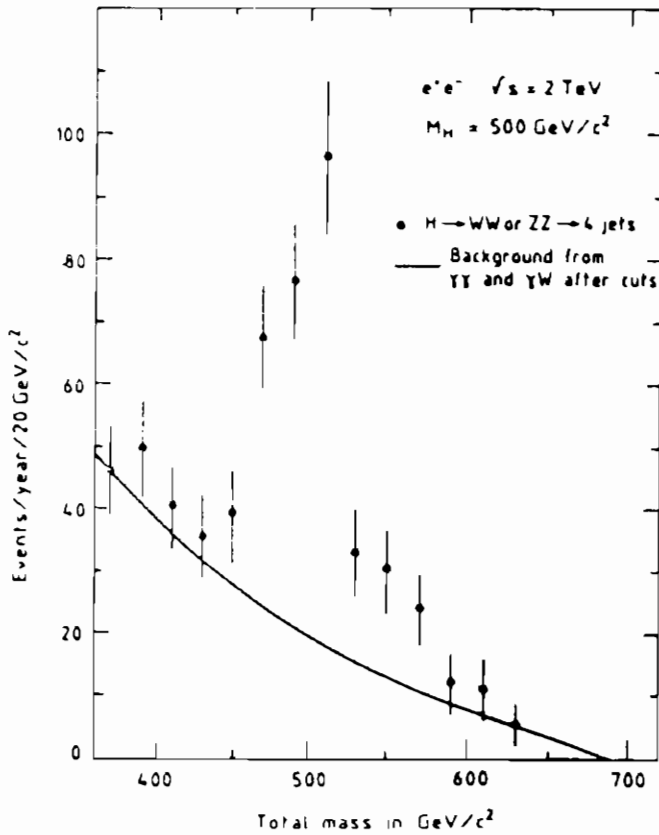
La corrispondente analisi del rapporto segnale-fondo è stata condotta in dettaglio in ref. [18]. Il risultato di questo studio è che la rivelazione di un Higgs *intermedio* è di fatto possibile a CLIC anche senza la necessità di riconoscere la “provenienza di sapore” (“flavour tagging”) dei due *jet* dello stato finale. Il “background”  $\gamma\gamma$  può essere, infatti, efficacemente soppresso imponendo tagli opportuni sul momento trasverso totale della coppia  $q\bar{q}$  e/o sugli angoli dei quark rispetto alla direzione del fascio degli elettroni. Ad esempio, come risulta ovvio dalla Fig. 6, un taglio a piccolo  $p_{\perp}$  è in grado di eliminare quasi completamente il fondo  $\gamma\gamma$  e più precisamente di aumentare il rapporto segnale-fondo di circa un fattore tre.

Nel secondo caso, il ricorso ai decadimenti in adroni del  $W$  e della  $Z$  risulta conveniente per la scoperta di un Higgs *pesante*. Infatti, dai valori della luminosità di progetto e del branching ratio  $H \rightarrow q\bar{q}$ , risulta che  $H \rightarrow VV \rightarrow 4 \text{ jet}$  è il migliore processo per raggiungere il limite di massa  $M_H \simeq 1 \text{ TeV}$  [18]. I fondi principali a questi canali adronici sono dovuti alle reazioni  $\gamma\gamma \rightarrow WW$  e  $\gamma W \rightarrow WZ$ . Il metodo più efficace per deprimere questi “background” è di nuovo quello di imporre dei tagli sull’acollinearità e sul momento trasverso totale della coppia  $VV$ . L’effetto di tagli sperimentali di questo tipo sulla distribuzione in massa per un Higgs di 500 GeV è mostrato in Fig. 7.

Il problema della ricerca dell’Higgs standard a LHC e SSC, collisionatori  $pp$  con  $\sqrt{s} = 16 \text{ TeV}$  e  $40 \text{ TeV}$  rispettivamente, è stata dettagliatamente affrontata al Workshop di Aachen [19]. In particolare, rassegne esaurienti sulle potenzialità e i limiti di rivelazione a LHC/SSC sono gli articoli di G. Altarelli e di D. Denegri in ref. [19].

Un vastissimo range di massa è esplorabile a LHC/SSC ma la rivelazione dell’Higgs dipende più criticamente che a CLIC dal valore di  $M_H$  ed è inoltre fortemente condizionata dalla presenza di consistenti fondi di QCD. La produzione del bosone di Higgs ai futuri collider adronici può avvenire attraverso vari processi [20]: fusione gluone-gluone via “loop” di quark, dominata dal contributo del top (Fig. 8a), fusione  $WW, ZZ$  (Fig. 8b), fusione top-antitop (Fig. 8c), bremsstrahlung di  $W$  e  $Z$  (Fig. 8d). Le corrispondenti sezioni d’urto sono riportate in Fig. 9, da cui si

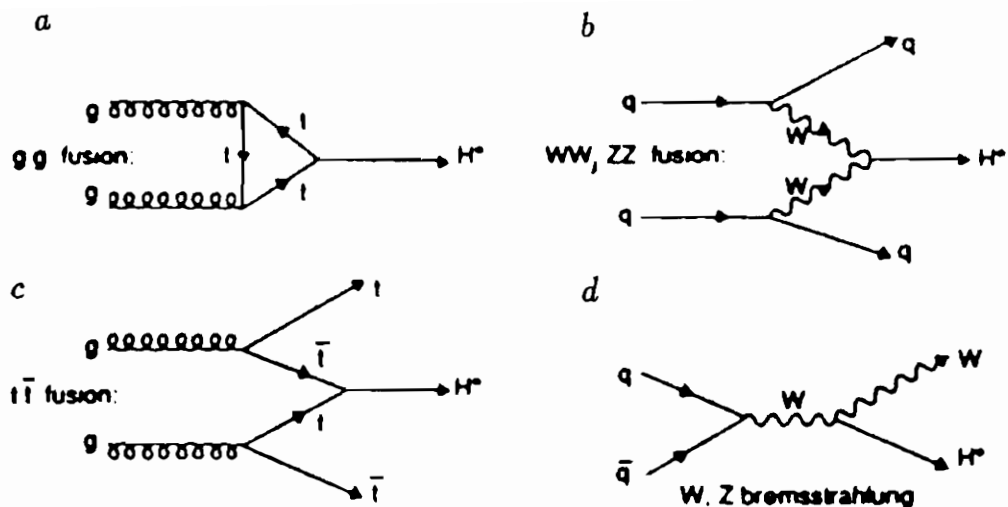




**Fig. 7** *Effetto dei tagli sperimentali sul rapporto segnale-fondo nel canale  $H \rightarrow VV \rightarrow 4 \text{ jet}$  per la rivelazione di un Higgs pesante a CLIC ( $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ ,  $M_H = 500 \text{ GeV}$ ).*

osserva che il processo di fusione gluone-gluone domina sugli altri sino a 1 TeV per  $m_t = 150, 200 \text{ GeV}$  mentre per  $m_t = 100 \text{ GeV}$  il processo di fusione  $WW$  diventa competitivo per elevati valori di  $M_H$ . Da notare in questa figura il numero di eventi attesi per  $\sqrt{s} = 16 \text{ TeV}$  ed una luminosità integrata pari a  $10^5 \text{ pb}^{-1}$ .

Il criterio di scelta dei canali in cui attuare la ricerca dell'Higgs ai collider  $pp$  è in un certo senso obbligato. È necessario infatti ricorrere ai canali di decadimento del bosone di Higgs che deprimano il fondo di QCD. In quest'ottica, i decadimenti



**Fig. 8** *Processi di produzione del bosone di Higgs a LHC/SSC.*

$H \rightarrow 4l^\pm, 2\nu 2l^\pm, 2\gamma$  definiscono i canali privilegiati. In particolare, i processi  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$  e  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$  (in cui l'Higgs è prodotto nella fusione gluone-gluone) sono particolarmente vantaggiosi per le seguenti ragioni.

Grazie al primo, un bosone di Higgs *intermedio* ( $M_H < 2M_Z$ ) è osservabile a LHC/SSC. Fondi rilevanti (detto fondi "non risonanti") a  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$  provengono dai processi  $pp \rightarrow Zb\bar{b}, t\bar{t}$ . Il loro effetto può essere efficacemente ridotto mediante una tecnica mirata di tagli sperimentali [19]. Ad esempio, richiedendo che una delle due  $Z$  sia "on mass-shell" (cioè richiedendo che la massa invariante  $M_{l_1 l_2}$  di una delle due coppie  $l^+ l^-$  soddisfi un vincolo del tipo  $M_{l_1 l_2} = M_Z \pm 10 \text{ GeV}$ ) (**Fig. 10a**) e soprattutto imponendo un ulteriore "constraint" di isolamento fra i quattro leptoni dello stato finale (**Fig. 10b**) tutti i fondi risultano fortemente depressi rispetto al segnale che emerge chiaramente nell'intero range di massa  $130 \text{ GeV} - 2 M_Z$ .

Ricorrendo al secondo processo ( $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$ ) la rivelazione di un Higgs *pesante* ( $M_H \geq 2M_Z$ ) risulta possibile a LHC/SSC. In questo caso, ai "background" "non risonanti" si aggiungono fondi cosiddetti "risonanti", dovuti cioè al processo

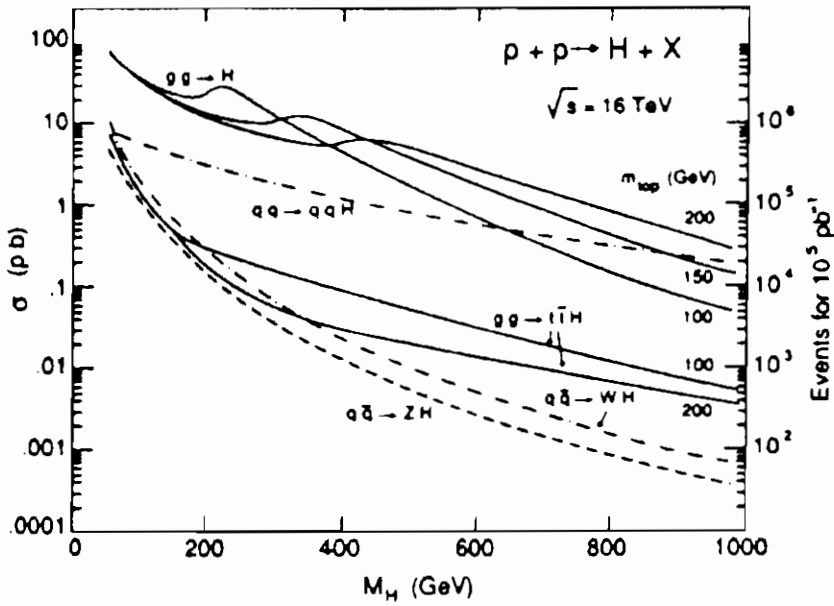


Fig. 9 Sezioni d'urto di produzione dell'Higgs a LHC.

$pp \rightarrow ZZ + X$ , non riducibili mediante tagli sperimentali. Analogamente al caso precedente, i metodi per ridurre i fondi "non risonanti" ed estrarre un segnale facilmente riconoscibile sono: i) richiedere la presenza di due  $Z$ , cioè un taglio sulla massa invariante di ciascuna delle coppie leptoniche del tipo  $M_{ll} = M_Z \pm \delta M_Z$  e ii) criterio di isolamento dei leptoni.

Il rapporto segnale-fondo può essere ulteriormente migliorato imponendo dei tagli opportuni sul momento trasverso totale della coppia  $ZZ$  [21]. L'effetto complessivo di questi tagli sperimentali è mostrato in Fig. 11, da cui risulta che il limite di massa 800 GeV è raggiungibile anche se seriamente condizionato dalla statistica (essendo  $\text{BR}(H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm) \simeq 1.2 \times 10^{-3}$ ) e dalla difficoltà di estrarre un segnale intrinsecamente molto allargato.

L'unica finestra che appare veramente problematica ai collider  $pp$  è quella relativa all'intervallo di massa  $M_Z \leq M_H \leq 130$  GeV. Questo range è a priori esplorabile ricorrendo al canale  $H \rightarrow \gamma\gamma$  il quale presenta tuttavia notevoli difficoltà dovute al-

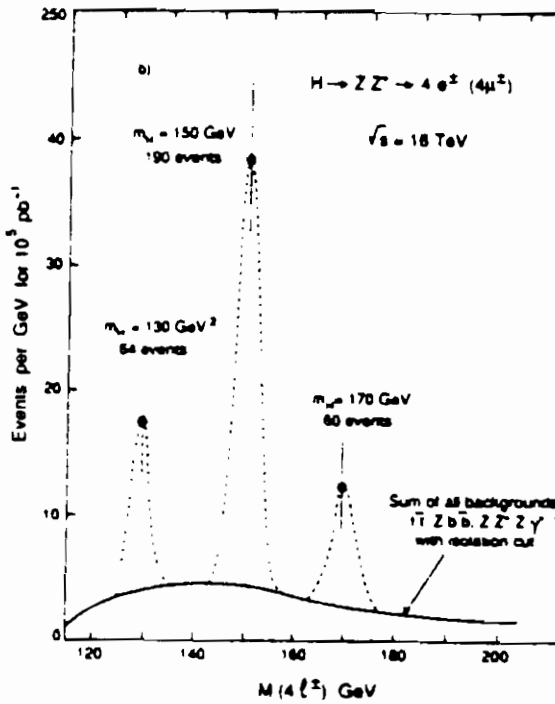
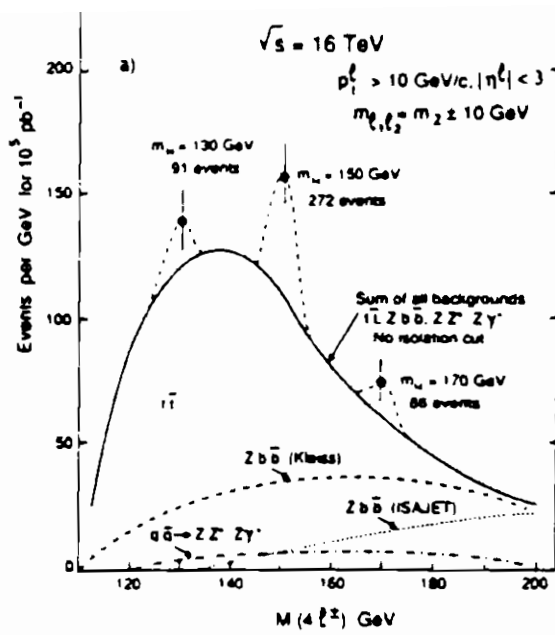
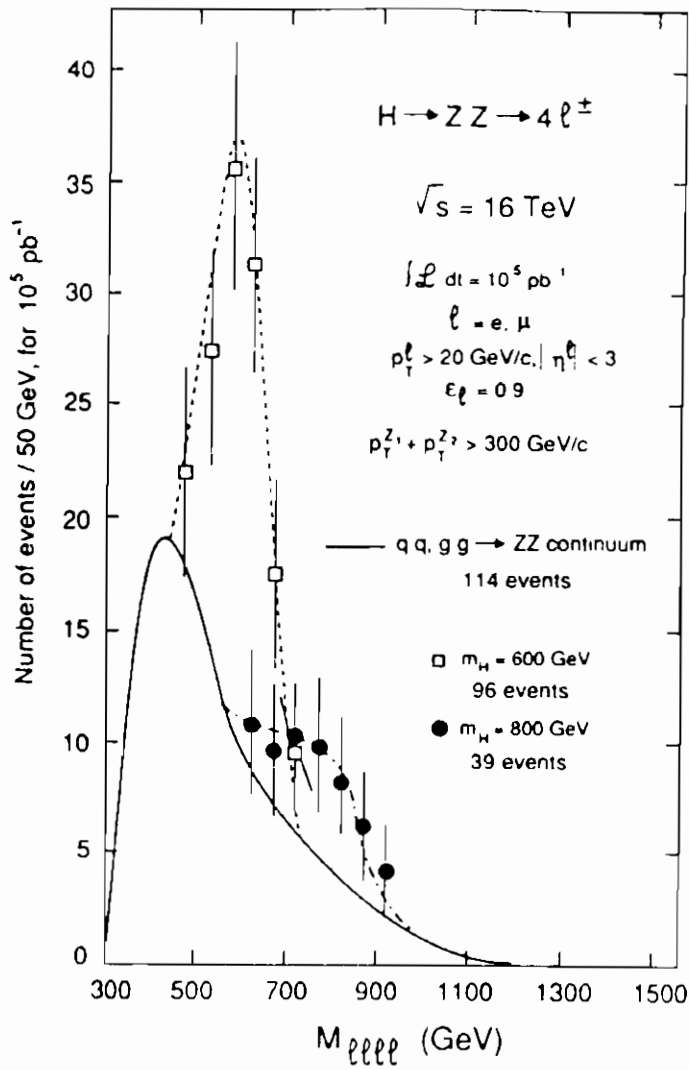


Fig. 10 Segnale e "background" per la rivelazione di un Higgs intermedio in  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$  a) senza e b) con taglio di isolamento sui leptoni. La curva continua è la somma di tutti i "background" mentre le tre curve a pallini descrivono il segnale per  $M_H = 130, 150, 170 \text{ GeV}$ .



**Fig. 11** *Confronto segnale-fondo in  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$  a LHC per la ricerca di un Higgs pesante ( $M_H = 0.6$  TeV e 0.8 TeV).*

la presenza di un fondo formidabile  $q\bar{q}, gg \rightarrow \gamma\gamma$  [6,19]. Inoltre, l'analisi sperimentale in questo canale richiede un calorimetro elettromagnetico e dei rivelatori di vertice di elevate prestazioni in modo da garantire una adeguata ricostruzione della massa invariante.

riante della coppia  $\gamma\gamma$ .

In alternativa a LHC/SSC, il collider elettrone-protone LEP  $\otimes$  LHC, con energia nel centro di massa di progetto compresa fra 1.2 e 1.7 TeV, può essere fruttuosamente impiegato per la ricerca di un Higgs *intermedio* nell'intervallo di massa compreso fra 80 e 140 GeV [22], nonostante la produzione sia più contenuta in confronto ai rate corrispondenti delle collisioni  $pp$ . Ai collider  $ep$  i meccanismi di produzione più vantaggiosi sono la fusione  $WW$  (nello scattering a corrente carica) e la fusione  $ZZ$  (nello scattering a corrente neutra), raffigurati in Fig. 12. Il segnale relativo alla produzione di un Higgs *intermedio*, che decade prevalentemente in coppie  $b\bar{b}$ , secondo i meccanismi di Fig. 12 consiste in eventi, con momento trasverso mancante, a tre *jet* di cui due provenienti dalla frammentazione dei  $b$  con massa invariante centrata attorno ad  $M_H$  ed uno "spettatore" nell'emisfero forward rispetto al protone incidente. I principali processi di fondo sono dovuti alla produzione di tre *jet* indotta da scattering sia a corrente neutra che carica, alla produzione di  $W$  o  $Z$  singola con successivi decadimenti adronici e alla produzione di top.

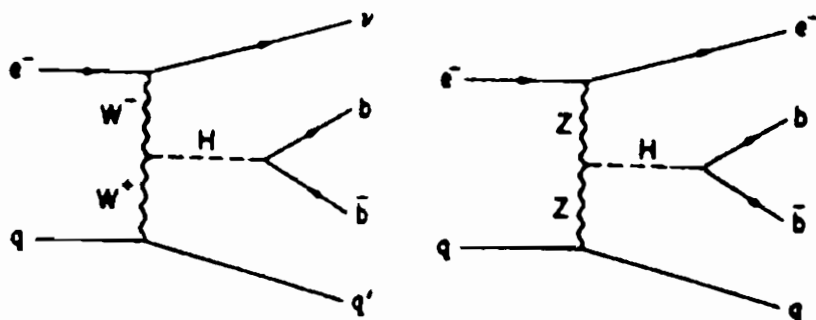


Fig. 12 Diagrammi di Feynman per la produzione dell'Higgs nelle collisioni  $ep$  via fusione  $WW$  e  $ZZ$ .

La conclusione degli studi dedicati al problema del rapporto segnale-fondo a LEP  $\otimes$  LHC [22] è che l'intervallo di massa critico a LHC/SSC è esplorabile con successo ricorrendo alle collisioni

elettrone-protone ma richiede calorimetri eccellenti e, a differenza dell'analogia situazione  $H \rightarrow b\bar{b}$  a CLIC, l'identificazione dei *jet* provenienti dalla frammentazione dei quark  $b$  con efficienza molto elevata ( $\approx 80\%$ ).

#### 4. Conclusioni

Uno dei principali obiettivi futuri della fisica sperimentale delle alte energie è chiarire il problema della rottura spontanea della simmetria elettrodebole attraverso la ricerca del bosone di Higgs. Questo si presenta in linea di principio come un problema sperimentale molto difficile poichè, come deriva dai limiti attuali posti dalle collaborazioni di LEP 1, l'Higgs è una particella pesante ( $M_H \geq 40 - 45$  GeV) e pertanto stati reali o virtuali pesanti devono essere eccitati per produrla. Nonostante ciò, i futuri acceleratori appaiono in grado di portare la ricerca del bosone di Higgs a buon fine nel range di energia che va dal limite di massa raggiungibile a LEP 1 ( $M_H \simeq 60$  GeV) sino a 800 GeV circa. Al di sopra di questo valore subentrano le difficoltà sottolineate nel par. 2 a proposito del problema di estrarre dai dati un segnale chiaro nella forma di risonanza. A scopo riassuntivo, le regioni di massa esplorabili con buone aspettative di successo dagli esperimenti ai futuri collisionatori si possono, sulla base dei già numerosi studi fino ad oggi condotti, così sintetizzare:

$$\text{LEP 200: } 60 \leq M_H \leq 90 \text{ GeV}$$

$$\text{CLIC: } 90 \leq M_H \leq 800 \text{ GeV}$$

$$\text{LHC/SSC: } 130 \leq M_H \leq 800 \text{ GeV}$$

$$\text{LEP} \otimes \text{LHC: } 80 \leq M_H \leq 140 \text{ GeV}$$

Nel caso dei collider  $e^+e^-$  la ricerca sperimentale può contare sui notevoli vantaggi derivanti dall'assenza dei fondi di QCD, che condizionano invece seriamente gli esperimenti programmati ai futuri collider adronici  $pp$  ed  $ep$ . Per ciascuna di queste macchine elevati valori della luminosità sono comunque necessariamente richiesti per compensare i valori decisamente piccoli delle sezioni d'urto di produzione (dell'ordine del pb o suoi sottomultipli, a seconda del valore di  $M_H$ ) ed attuare la ricerca attraverso l'indagine

del numero più ampio possibile di processi. Progressi tecnologici sono altresì auspicabili (sia per quanto riguarda gli apparati di rivelazione che i corrispondenti sistemi di acquisizione dati) per portare a compimento un programma di ricerche sicuramente complesso e dispendioso ma altrettanto affascinante e, forse, non privo di sorprese.

### Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **B22** (1961) 579;  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;  
A. Salam, Proc. *8th Nobel Symposium*, p. 367, Stoccolma 1968, N. Svartholm ed.;  
S. L. Glashow, J. Illiopoulos e L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [2] C. Jarlskog, *Orchids to the Standard Model*, CERN-TH 5918/90, Proc. *25th International Conference on High Energy Physics*, Singapore, 2-8 Agosto 1990 e referenze in esso contenute.
- [3] G. Arnison et al., UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B 122** (1983) 103; Phys. Lett. **B 126** (1983) 398  
M. Banner et al., UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B 122** (1983) 476; Phys. Lett. **129** (1983) 130.  
Per una rassegna sulla scoperta dei bosoni vettoriali al collider SPS, si veda G. Goggi, *Gauge Vector Bosons and Unified Electroweak Interaction*, La Rivista del Nuovo Cimento, Vol. 7, N. 3 (1984).
- [4] P. W. Higgs, Phys. Lett **12** (1964) 132; Phys. Rev. Lett **13** (1964) 508; Phys. Rev. **145** (1966) 1156;  
F. Englert e R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.
- [5] G. Passarino, *The Last Ten Years of Radiative Corrections*, UM-TH-91-08 e DFTT/G-91-3 (Maggio 1991), seminario tenuto alla Conferenza *Gauge Theories - Past and Future*, Ann Arbor, 16-18 Maggio 1991.
- [6] G. Altarelli, *Search for the Higgs at future accelerators*.



CERN-TH 6092/91, Proc. *26th Recontre de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*, Les Arcs, 10-17 Marzo 1991 e referenze in esso contenute.

- [7] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane e S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide* (Addison-Wesley, Redwood City, Mass., 1990).
- [8] B. W. Lee, C. Quigg e H. Thacker, Phys. Rev. **D16** (1977) 1519; Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 883.
- [9] Si vedano a questo proposito le numerose referenze contenute in [6] e [7].
- [10] A. D. Linde, Phys. Lett. **B62** (1976) 435;  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett **36** (1976) 294.
- [11] S. Coleman e E. Weinberg, Phys. Rev. **D7** (1973) 1888.
- [12] M. Veltman, Acta Phys. Pol. **B8** (1977) 475.
- [13] ALEPH Collab., Proc. *26th Recontre de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*, Les Arcs, 10-17 Marzo 1991;  
OPAL Collab., Phys. Lett. **B235** (1991) 511;  
L3 Collab., Phys. Lett. **B257** (1991) 450;  
DELPHI Collab., Proc. *26th Recontre de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*, Les Arcs, 10-17 Marzo 1991.
- [14] F. Dydak, *Results from LEP and the SLC*, CERN-PPE/91-14, Proc. *25th International Conference on High Energy Physics*, Singapore, 2-8 Agosto 1990.
- [15] P. J. Franzini, P. Taxil (Convener) et al., *Higgs Search in "Z Physics at LEP 1"*, CERN Report **89-08**, Vol. 2. p. 58, G. Altarelli, R. Kleiss e C. Verzegnassi ed., Ginevra (1989).
- [16] S. L. Wu et al., Proc. ECFA Workshop *LEP 200*, Aachen (1987), A. Böhm e W. Hoogland ed., CERN Report **87-08**, Ginevra, 1987, Vol. 2. p. 312.

- [17] Z. Kunszt e W. J. Stirling, *Phys. Lett.* **B242** (1990) 507.
- [18] G. Altarelli et al., *Proc. Workshop Physics at Future Accelerators*, La Thuile, CERN Report **87-07**, Ginevra (1987), Vol. 1, p. 36, J. H. Mulvey ed.;  
D. Froidevaux et al., *Proc. Workshop Physics at Future Accelerators*, La Thuile, CERN Report **87-07**, Ginevra (1987), Vol. 1, p. 61, J. H. Mulvey ed.
- [19] C. Jarlskog e D. Rein ed., *Proc. Workshop Large Hadron Collider*, Aachen (1990), CERN Report **90-10**, Ginevra (1990), 3 Vol.
- [20] Z. Kunszt e W. J. Stirling, in ref. [19], Vol. 2, p. 428.
- [21] D. Froidevaux, in ref. [19], Vol. 2, p. 444.
- [22] D. Zeppenfeld, in ref. [19], Vol. 1, p. 268;  
G. Grindhammer et al., in ref. [19], Vol. 2, p.967.

# SIMMETRIA CHIRALE E TEOREMA DI GOLDBERGER–TREIMAN

C. Gobbi

*Dipartimento di Fisica Nucleare e Teorica dell'Università, Pavia  
e Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Pavia, Italy*

## Abstract

Il teorema di Goldberger–Treiman viene presentato e dimostrato nell'ipotesi di simmetria chirale esatta. Si utilizza a questo scopo la lagrangiana della QCD per quark non massivi nel caso della simmetria di sapore  $SU(2)$ . La verifica sperimentale della relazione di Goldberger–Treiman è vista come misura della rottura esplicita della simmetria chirale in tale lagrangiana.

Seminario tenuto il 6 Dicembre 1991

## 1. INTRODUZIONE

Lo studio delle simmetrie associate ad un determinato fenomeno fisico si è rivelato spesso un utile strumento per una più approfondita comprensione del processo stesso. Nelle interazioni forti in particolare già da molto tempo si cerca di descrivere le caratteristiche fondamentali di tali processi basandosi su pure considerazioni di simmetria\* [1]. La simmetria di isospin e la simmetria  $U(1)$  ne sono un esempio: esse ci permettono di suddividere in multipletti gli autostati dell'hamiltoniana di QCD e di dar conto della conservazione del numero barionico. Anche la simmetria chirale si è rivelata recentemente un'utile premessa su cui costruire modelli fenomenologici efficaci, molto adatti alla descrizione delle interazioni nucleari forti a basse energie [2, 3].

In questo articolo la simmetria chirale delle interazioni forti viene descritta ed analizzata utilizzando il teorema di Noether [4]. Questa simmetria è studiata nel "toy-model" che descrive l'interazione di due soli quark,  $u$  e  $d$ , non massivi. In tal caso la corrente assiale è conservata (la simmetria è realizzata "alla Nambu-Goldstone") ed è possibile ricavare la relazione di Goldberger-Treiman [5]. Tale relazione si basa sull'identificazione della corrente assiale della QCD (o meglio, del toy-model che abbiamo detto) con la corrente assiale debole.

La relazione di Goldberger-Treiman può essere verificata sperimentalmente in modo molto preciso. I dati sperimentali a bassa energia indicano che la relazione è soddisfatta con un errore del 7%, il che significa che la simmetria chirale è una simmetria "quasi" esatta anche per la lagrangiana della QCD completa. In altre parole il termine di rottura esplicita della simmetria chirale, il termine di massa, è "piccolo", e in prima approssimazione la simmetria chirale può essere usata per classificare gli autostati dell'hamiltoniana insieme all'isospin e al numero barionico.

L'articolo è suddiviso come segue: nel cap. 2 verrà brevemente descritta la relazione di Goldberger-Treiman nella sua formulazione originaria; la simmetria chirale, con le sue possibili realizzazioni, è introdotta nel cap. 3, mentre nel cap. 4 è riportata la

---

\* qui e nel seguito ci riferiamo esclusivamente a simmetrie *globali*.

dimostrazione del teorema di Goldberger–Treiman, secondo l'approssimazione *PCAC*; un breve cenno ai modelli  $\sigma$ -lineari viene fatto nel capitolo successivo; il cap. 6 contiene infine il confronto con i dati sperimentali ed una breve discussione sulla possibilità di estendere la relazione di Goldberger–Treiman al caso della simmetria di sapore  $SU(3)$ .

## 2. LA RELAZIONE DI GOLDBERGER–TREIMAN

La formulazione originaria della relazione di Goldberger–Treiman risale al 1958 [5]. È ricavata dallo studio delle proprietà della matrice  $S$  nel decadimento debole

$$\pi \longrightarrow \mu + \nu$$

seguito il metodo della relazione di dispersione. Per descrivere questa interazione Goldberger e Treiman utilizzarono una lagrangiana di interazione diretta (di tipo Fermi [6, 7]), con accoppiamenti di tipo assiale e vettoriale. La relazione che ne deriva è:

$$F(-m_\pi^2) = -0.13 \sqrt{2} G m_N g_A \frac{1}{(2\pi)^2} \quad (2.2)$$

dove  $m_N$  è la massa del nucleone e  $g_A$  è la costante di decadimento  $\beta$  di Gamow–Teller.  $G$  è la costante di accoppiamento pione–nucleone e  $F(-m_\pi^2)$  è la trasformata di Fourier della sorgente del campo nucleonico, che soddisfa l'usuale equazione di Dirac

$$(\gamma_\mu \partial^\mu + m_N) \psi_N(x) = F(x). \quad (2.3)$$

$F(-m_\pi^2)$  è nota sperimentalmente dalla vita media del pione.

Come vedremo, la relazione di Goldberger–Treiman ricavata nell'ipotesi *PCAC*, con il metodo della “current algebra” [1, 8, 9], avrà una forma abbastanza diversa dalla (2.2). Ciò nonostante la (2.2) contiene già l'aspetto fondamentale di tale relazione, e cioè la proporzionalità tra la costante di accoppiamento assiale (debole) e una costante legata all'interazione forte dei nucleoni.

### 3. LA SIMMETRIA CHIRALE

#### 3.1 Le simmetrie della lagrangiana

Analizzeremo la lagrangiana della QCD con due soli quark  $u$  e  $d$ , nel limite in cui i parametri di massa sono posti uguali a zero [8, 9]. Infatti le masse dei cosiddetti quark "leggeri" sono "piccole", in un senso che verrà meglio chiarito in seguito; per il momento assumeremo che una teoria di quark non massivi sia una corretta prima approssimazione delle interazioni forti.

Consideriamo la generica lagrangiana di Dirac di fermioni non massivi descritti dal campo  $\psi_{ri}$  accoppiati ai campi di gauge  $A_\mu^\alpha$

$$\mathcal{L} = \sum_r \sum_i^{n(r)} \bar{\psi}_{ri} i\gamma^\mu D_\mu \psi_{ri}, \quad \psi = \psi(x) \quad (3.1)$$

dove

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^\alpha t_r^\alpha$$

è la derivata covariante. L'indice  $\alpha$  corre sui generatori del gruppo di gauge, le matrici  $t_r^\alpha$  rappresentano questi generatori nella rappresentazione del gruppo di gauge a cui i fermioni appartengono. L'indice  $i$  infine corre sugli  $n(r)$  sapori appartenenti alla medesima rappresentazione.

Nel caso della QCD con due soli quark, si ha  $r = 3$  e  $i = 1, 2$ . In altre parole avremo

$$t_r^0 = \mathbf{I}, \quad t_r^a = \tau_r^a \quad \text{per } a = 1, 2, 3$$

dove  $\mathbf{I}$  è la matrice identità e  $\tau^a$  sono le matrici di Pauli.

Definendo

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$$

la (3.1) si scrive più semplicemente in forma matriciale come

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} \begin{pmatrix} i\not{D} & 0 \\ 0 & i\not{D} \end{pmatrix} \psi, \quad (3.3)$$

in cui è stata introdotta la notazione di Feynman  $\not{D} = \gamma_\mu D^\mu$ . Questa lagrangiana è invariante per una trasformazione  $SU(2) \times U(1)$

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \exp(-i\alpha^a \frac{1}{2}\tau^a)\psi, \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi} \exp(+i\alpha^a \frac{1}{2}\tau^a).\end{aligned}\tag{3.4}$$

Applicando il teorema di Noether, ricaviamo la corrente vettoriale conservata

$$\mathcal{V}_\mu^a = \bar{\psi} \gamma_\mu \frac{1}{2}\tau^a \psi.\tag{3.5}$$

La carica ad essa associata esprime nient'altro che la conservazione dell'isospin ( $a = 1, 2, 3$ ) e del numero barionico ( $a = 0$ ):

$$Q^a = \int d^3x \bar{\psi}(x) \gamma_0 \frac{1}{2}\tau^a \psi(x), \quad a = 0, 1, 2, 3.\tag{3.6}$$

La simmetria  $SU(2) \times U(1)$  non è la più generale simmetria della lagrangiana (3.3). Consideriamo gli operatori di proiezione

$$P_\pm = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\tag{3.7}$$

e la decomposizione del campo spinoriale  $\psi$  nei due campi "chirali"

$$\psi = \psi_L + \psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi + \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi = P_-\psi + P_+\psi.$$

La lagrangiana (3.3) può essere riscritta perciò come

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L i \not{D} \mathbf{I} \psi_L + \bar{\psi}_R i \not{D} \mathbf{I} \psi_R.\tag{3.8}$$

È chiaro come ora sia possibile operare due diverse simmetrie  $SU(2) \times U(1)$  sui campi "left" e "right" indipendentemente. Ciò è equivalente ad eseguire sulla lagrangiana di partenza (3.3) la simmetria globale

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \exp(-i\alpha^a \frac{1}{2}\tau^a \gamma_5)\psi, \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi} \exp(-i\alpha^a \frac{1}{2}\tau^a \gamma_5).\end{aligned}\tag{3.9}$$

Questa simmetria, detta *simmetria chirale*, implica la conservazione della corrente assiale

$$Q_5^a = \int d^3x \bar{\psi}(x) \gamma_0 \gamma_5 \frac{1}{2} \tau^a \psi(x), \quad a = 0, 1, 2, 3. \quad (3.10)$$

Le cariche (3.10) e (3.6) formano un sistema di generatori per l'algebra chirale  $SU_L(2) \times SU_R(2) \times U_V(1) \times U_A(1)$ . Più spesso, invece di usare direttamente  $Q^a$  e  $Q_5^a$  si utilizzano le loro combinazioni lineari

$$Q_R^a = \frac{1}{2}(Q^a + Q_5^a), \quad Q_L^a = \frac{1}{2}(Q^a - Q_5^a). \quad (3.11)$$

Un'importante caratteristica dei generatori  $Q_L^a$  e  $Q_R^a$  è che essi si trasformano l'uno nell'altro per parità

$$P Q_{R,L}^a P^{-1} = Q_{L,R}^a, \quad (3.12)$$

da cui il termine di *trasformazione chirale*.

### 3.2 Realizzazioni della simmetria chirale

Finora abbiamo visto qual'è l'effetto delle simmetrie sulla lagrangiana (3.3). Studiamo ora come queste simmetrie sono realizzate sugli stati, in particolare sullo stato di vuoto del sistema, cioè sullo stato  $|0\rangle$  tale che

$$\langle 0|H|0\rangle = \langle H \rangle_{\min}. \quad (3.13)$$

Per una qualunque simmetria a cui sia associata una carica  $Q$  esistono due possibili "realizzazioni", la realizzazione di Wigner-Weyl, secondo cui la carica annichila il vuoto

$$Q|0\rangle = 0, \quad (3.14)$$

e la realizzazione "alla Nambu-Goldstone"

$$Q|0\rangle \neq 0. \quad (3.15)$$



Per scoprire quale realizzazione della simmetria chirale si abbia nel caso della lagrangiana (3.3), supponiamo che lo stato di vuoto sia invariante per tale trasformazione, cioè

$$Q_R^a|0\rangle = Q_L^a|0\rangle = 0. \quad (3.16)$$

Possiamo applicare il teorema di Coleman [8] "*a symmetry of the vacuum is a symmetry of the world*", cioè l'operatore che annichila il vuoto commuta con l'hamiltoniana relativa

$$[Q_R, H] = [Q_L, H] = 0.$$

Se ne conclude quindi che gli stati fisici dello spettro di  $H$  possono essere classificati secondo le rappresentazioni irriducibili del gruppo chirale generato da  $Q_{L,R}^a$ . In questo caso, tutti i multipletti di isospin di  $H$  dovrebbero avere almeno un multipletto associato degenerare di parità opposta. Infatti, se  $|\psi\rangle$  è un autostato di  $H$  relativo all'energia  $E$  ed è anche un autostato a parità positiva

$$H|\psi\rangle = E|\psi\rangle, \quad P|\psi\rangle = |\psi\rangle,$$

è facile costruire un nuovo stato

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(Q_R - Q_L)|\psi\rangle$$

con la stessa energia ( $Q_R$  e  $Q_L$  commutano con  $H$ ) e con parità opposta

$$P|\psi'\rangle = -|\psi\rangle.$$

Infatti, per la (3.12):

$$P Q_{R,L}|\psi\rangle = P Q_{R,L} P^\dagger P|\psi\rangle = Q_{L,R}|\psi\rangle.$$

Tuttavia nello spettro adronico conosciuto non c'è evidenza di stati degeneri con parità opposta. Perciò, se vogliamo che la lagrangiana (3.3) sia una buona approssimazione per il mondo

reale, dobbiamo abbandonare la relazione (3.16), e supporre invece che la simmetria chirale sia realizzata alla Nambu-Goldstone. Supponiamo cioè che

$$Q^a|0\rangle = 0, \quad Q_5^a|0\rangle \neq 0. \quad (3.17)$$

Si dice, in questo caso, che la simmetria chirale  $SU_L(2) \times SU_R(2)$  è “spontaneamente rotta” nella simmetria  $SU(2)$  di isospin generata da  $Q^a$ .

Naturalmente, data una lagrangiana come la (3.3), la scelta tra le possibilità (3.16) e (3.17) non è *a priori* libera: la teoria che sta dietro alla lagrangiana di partenza, il fenomeno fisico che vogliamo descrivere, ci dovrebbero dire qual'è la realizzazione corretta della simmetria. Questo è ciò che succede, ad esempio, considerando la lagrangiana di Heisenberg per un ferromagnete illimitato (descritto come un insieme di dipoli magnetici di spin  $1/2$ ). Purtroppo, il problema di calcolare la rottura spontanea della simmetria chirale nella QCD non è ancora risolto completamente. Possiamo tuttavia supporre che la rottura spontanea in QCD sia correttamente descritta dalla (3.17): studiandone le conseguenze vedremo di trovare supporto, o meno, a questa assunzione.

Gli effetti della rottura spontanea di simmetria sono riassunti dal teorema di Goldstone [10]: se una teoria ha una simmetria globale della lagrangiana che non è una simmetria anche del vuoto, devono esistere dei bosoni non massivi (“goldstoni”), scalari o pseudoscalari, corrispondenti a ciascun generatore che non lascia il vuoto invariante.

La dimostrazione rigorosa del teorema di Goldstone va oltre gli scopi di questo lavoro. Una “giustificazione” intuitiva è la seguente: se  $Q_5^a|0\rangle \neq 0$  allora esiste uno stato  $Q_5^a|0\rangle$ , diverso da  $|0\rangle$  ma con la stessa energia, in quanto  $[Q_5^a, H] = 0$ . Applicando  $Q_5^a$  ripetutamente, si possono costruire infiniti stati degeneri con il vuoto, della forma  $[Q_5^a]^n|0\rangle$ . Per distinguere in qualche modo questi stati deve esistere un bosone non massivo (in questo modo l'energia non cambia e non abbiamo vincoli sul numero di particelle in uno stesso stato, come per la statistica di Fermi) con propri caratteristici numeri quantici che renda conto della degenerazione.

Nel nostro caso, nel passaggio dalla simmetria  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  alla simmetria  $SU(2)$  vengono rotti tre generatori. Dovrebbero quindi apparire tre bosoni di Goldstone.

Candidati molto probabili ad essere bosoni di Goldstone nelle interazioni forti con rottura spontanea di simmetria sono i bosoni pseudoscalari. Nel caso  $SU(2)$  il tripletto dei pioni ha gli appropriati numeri quantici per una simile interpretazione. Il fatto che non siano esattamente a massa nulla è attribuito ad una rottura esplicita della simmetria chirale ad opera del termine di massa dei quark nella lagrangiana della QCD completa.

#### 4. IL TEOREMA DI GOLDBERGER-TREIMAN

Una delle conseguenze della rottura spontanea della simmetria chirale che è in accordo con i dati sperimentali è la relazione di Goldberger-Treiman. Si basa essenzialmente sull'identificazione della corrente assiale della QCD con due sapori con la corrente assiale delle interazioni deboli per la prima generazione di quark\*\*.

La derivazione della relazione di Goldberger-Treiman nel limite di simmetria chirale esatta con rottura spontanea di simmetria è la seguente: per prima cosa calcoliamo l'elemento di matrice dell'ampiezza di decadimento del pione

$$\langle 0 | \mathcal{A}_\mu^a(x) | \pi^b(q) \rangle = \exp(-iqx) \langle 0 | \mathcal{A}_\mu^a(0) | \pi^b(q) \rangle, \quad (4.1)$$

con

$$\langle 0 | \mathcal{A}_\mu^a(0) | \pi^b(q) \rangle = i f_\pi q_\mu \delta^{ab}. \quad (4.2)$$

Abbiamo assunto che la carica assiale annichila il vuoto, perciò:

$$f_\pi \neq 0. \quad (4.3)$$

La corrente assiale è dunque conservata. Dalla (4.1) e (4.2) si ricava:

$$\langle 0 | \partial^\mu \mathcal{A}_\mu^a(x) | \pi^b(q) \rangle = \exp(-iqx) f_\pi m_\pi^2 \delta^{ab}. \quad (4.4)$$

Questo non è altro che la verifica del teorema di Goldstone: poiché  $f_\pi \neq 0$ , allora  $m_\pi^2 = 0$ .

---

\*\* questa identificazione viene fatta anche nella teoria delle interazioni deboli  $SU(2) \times U(1)$  di Glashow-Weinberg-Salam [6]

Come passo successivo, consideriamo l'elemento di matrice, tra stati nucleonici, della corrente assiale. In base a considerazioni del tutto generali su invarianza per coniugazione di carica e per trasformazioni di isospin, si può scrivere:

$$\langle N(p') | \mathcal{A}_\mu^-(x) | P(p) \rangle = \exp(iq\mathbf{x}) \bar{u}(p') \frac{1}{2} \tau^- [\gamma_\mu \gamma_5 g_A(q^2) + q_\mu \gamma_5 h(q^2)] u(p) \quad (4.5)$$

dove

$$\tau^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tau^1 - i\tau^2).$$

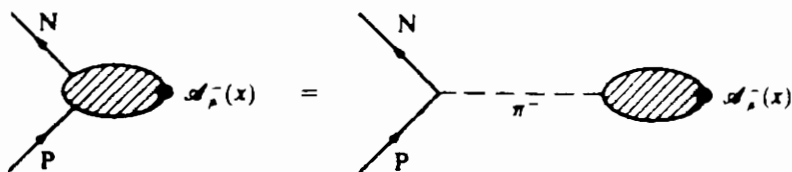
La conservazione della corrente implica

$$2m_N g_A(q^2) + q^2 h(q^2) = 0. \quad (4.6)$$

Qui  $m_N$  è la massa del nucleone, mentre  $q$  è il momento trasferito  $p' - p$ . La (4.6) deve essere una identità in  $q^2$ . In particolare perché sia soddisfatta per  $q^2 = 0$ , si deve avere  $g_A(0) = 0$  oppure la funzione  $h(q^2)$  deve avere un polo per  $q^2 = 0$ . Se i pioni sono bosoni di Goldstone, essi contribuiscono a tale polo con

$$\sqrt{2} g_{\pi N} \left( \frac{i}{q^2} \right) i\sqrt{2} f_\pi q_\mu \bar{u} \gamma_5 u \exp(iq\mathbf{x}) \quad (4.7)$$

come si vede dalla figura.



*Il propagatore del pione scambiato (non massivo) genera il polo nel fattore di forma  $h(q^2)$ .*

Sostituendo nella (4.6), si ha

$$m_N g_A(0) = g_{\pi N} f_\pi \quad (4.8)$$

dove  $g_{\pi N}$  è la costante di accoppiamento pione-nucleone.

Ci si può chiedere se la (4.8) è una buona approssimazione per il mondo reale, in cui  $m_\pi^2 \neq 0$ . Sperimentalmente [11] tutte le grandezze che appaiono nella (4.8) sono misurabili. Si verifica che

$$\Delta = 1 - \frac{m_N g_A(0)}{g_{\pi N} f_\pi} = 0.08 \pm 0.02,$$

cioè la relazione (4.8) è soddisfatta con un errore del 7%. Dunque la nostra assunzione era valida: la QCD senza termini di massa e con rottura spontanea di simmetria chirale è una buona approssimazione per descrivere le interazioni forti.

Il metodo che abbiamo finora seguito, cioè il fatto di collegare a grandezze fisiche risultati ottenuti nel limite di simmetria esatta ( $m_\pi^2 = 0$ ) è detta *approssimazione PCAC* (“partially conserved axial current”). Questo perché considerando la forma completa della lagrangiana (3.3)

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i \not{D} - m\mathbf{I})\psi, \quad (4.9)$$

in cui il termine di massa\*\*\*  $-m\bar{\psi}\psi$  rompe esplicitamente la simmetria chirale, la corrente assiale non è più conservata, ma vale la relazione

$$\partial^\mu \mathcal{A}_\mu^a(x) = m_\pi^2 f_\pi \pi^a(x), \quad (4.10)$$

dove  $m_\pi^2 \neq 0$ .

---

\*\*\* per semplicità abbiamo scelto un termine di massa diagonale e proporzionale alla matrice identità. Nel caso più generale però  $m$  sarà sostituito da una matrice non diagonale  $M = (m_{\alpha\beta})$ .

## 5. MODELLI $\sigma$ -LINEARI

Abbiamo detto che il calcolo della rottura spontanea della simmetria chirale nella QCD è un problema non ancora risolto in modo esauriente. Risulta perciò istruttivo utilizzare modelli fenomenologici per le interazioni forti con simmetria chirale, i cosiddetti *modelli  $\sigma$* . In questi modelli, i campi scalari sono introdotti come campi elementari e le loro interazioni sono disposte in modo da generare una rottura spontanea di simmetria [12].

I campi elementari nel modello  $\sigma$  sono: il doppietto nucleonico, il tripletto di pioni e il mesone scalare  $\sigma'$  ( $0^+$ ). La lagrangiana, con l'usuale accoppiamento pseudoscalare pione-nucleone, è :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{N}i \not{\partial} N + g\bar{N}(\sigma' + i\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} \gamma_5)N + \frac{1}{2}[(\partial_\mu \boldsymbol{\pi})^2 + (\partial_\mu \sigma')^2] \\ & - \frac{1}{2}\mu^2(\sigma'^2 + \boldsymbol{\pi}^2) - \frac{1}{4}\lambda(\sigma'^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^2. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Il campo  $\sigma'$  è stato introdotto appositamente per ottenere una teoria invariante per simmetria chirale. È facile infatti vedere che la lagrangiana (5.1) è invariante per trasformazioni di di isospin ( $SU(2)$ ) e per simmetria chirale (la (5.1) è stata costruita *ad hoc* in modo da mimare il comportamento della lagrangiana (3.3)). Si possono costruire quindi le correnti e le cariche conservate  $\mathcal{V}_\mu^a$ ,  $\mathcal{A}_\mu^a$ ,  $Q^a$  e  $Q_5^a$ , come nel cap. 3.

Calcoliamo ora il "ground state" del modello. A livello albero, lo stato di vuoto del sistema è uguale al minimo del potenziale classico  $V(\sigma', \boldsymbol{\pi})$ :

$$V(\sigma', \boldsymbol{\pi}) = -\frac{1}{4}\lambda(\sigma'^2 + \boldsymbol{\pi}^2 + \mu^2/\lambda)^2. \quad (5.2)$$

Il minimo esiste per  $\sigma' = \boldsymbol{\pi} = 0$  se  $\frac{\mu^2}{\lambda} > 0$ , mentre per  $\frac{\mu^2}{\lambda} < 0$  esiste se

$$\sigma'^2 + \boldsymbol{\pi}^2 = \left| \frac{\mu^2}{\lambda} \right|. \quad (5.3)$$

In tal caso si ha rottura spontanea di simmetria. Le condizioni (3.17) sono soddisfatte con la scelta

$$\langle 0|\boldsymbol{\pi}|0\rangle = 0, \quad \langle 0|\sigma'|0\rangle = -(|\mu^2/\lambda|)^{1/2} = v, \quad (5.4)$$

che rispetta il vincolo (5.3).

Ridefinendo il campo scalare

$$\sigma = \sigma' - v,$$

la lagrangiana (5.1) diventa

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{N}i \not{\partial} N + g \bar{N}(\sigma + i\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} \gamma_5)N + gv \bar{N}N + \frac{1}{2} [(\partial_\mu \boldsymbol{\pi})^2 + (\partial_\mu \sigma)^2] \\ & - |\mu^2| \sigma^2 - \frac{1}{4} \lambda (\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^2 - \lambda v (\sigma^3 + \sigma \boldsymbol{\pi}^2) + \text{const.} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Essa descrive nucleoni di massa  $m_N = g(|\mu^2/\lambda|)^{1/2} = -gv$ , un mesone  $\sigma$  di massa  $m_\sigma = (2v^2\lambda)^{1/2}$  e il tripletto di isospin dei pioni non massivi.

Il modello può essere facilmente esteso per rendere conto anche della rottura esplicita di simmetria. È sufficiente aggiungere alla (5.1) un termine  $-\varepsilon\sigma'$

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} - \varepsilon\sigma'.$$

La corrente assiale non risulta più conservata e il pione acquista massa

$$m_\pi^2 = \mu^2 + \lambda v^2 = -\varepsilon/v = \varepsilon/f_\pi.$$

In altri termini si ritrova ancora la (4.10).

Un'evoluzione dei modelli  $\sigma$ -lineari è costituita dai *modelli  $\sigma$ -non lineari*, come ad esempio il modello di Skyrme [2], nelle sue numerose varianti. Non è nelle nostre intenzioni una descrizione dettagliata di questi modelli. Ricordiamo solo che essi vengono usati con profitto soprattutto quando non è possibile usare la QCD perturbativa, cioè a basse energie.

## 6. CONCLUSIONI

In questo articolo abbiamo ricavato la relazione di Goldberger-Treiman nell'ipotesi di simmetria chirale esatta per la lagrangiana (3.3). In realtà, nella sua formulazione originaria [13], tale relazione veniva ricavata a partire da una generica corrente vettoriale assiale, costruita in modo da rispettare i dettami

della *current algebra*. Nessun riferimento esplicito cioè veniva fatto alla lagrangiana della QCD, semplicemente si supposeva che tale corrente venisse rigorosamente conservata nel limite  $q^2 \gg m_\pi^2$ . Questa descrizione può essere naturalmente recuperata a partire dal modello da noi utilizzato, nel limite in cui la massa dei quark risulta trascurabile.

Abbiamo verificato come il risultato (4.8) sia in buon accordo con i dati sperimentali, nonostante la relativa semplicità del modello usato (solo due quark, non massivi). Tutto questo può essere visto come una giustificazione della bontà dei modelli chirali, nel descrivere le interazioni nucleari forti a basse energie.

È possibile generalizzare la relazione di Goldberger–Treiman al caso della simmetria di sapore  $SU(3)$ . Semplicemente consideriamo la lagrangiana della QCD con tre quark  $u$ ,  $d$  e  $s$ , sempre supposti a massa nulla. Anche in questo caso troviamo che la simmetria chirale è spontaneamente rotta; per il teorema di Goldstone questa volta compaiono 8 mesoni pseudoscalari (identificabili con il tripletto  $\pi$ , il doppietto di  $K$  e di  $K^\dagger$  e il mesone scalare  $\eta$ ). Si ricava ancora una relazione tra costante di accoppiamento assiale e costante di accoppiamento forte mesone–iperone–nucleone [14]

$$f_K = \frac{(m_N + m_Y) g_A^Y(0)}{g_{KNY}} \quad (6.1)$$

dove  $m_Y$  è la massa dell'iperone ( $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ) e  $f_K$  è la costante di decadimento del kaone.

*A priori* ci aspettiamo che la relazione non sia soddisfatta così fedelmente nel mondo reale come per il caso  $SU(2)$ , a causa della grande massa del quark  $s$ , che rompe notevolmente la simmetria chirale. La costante di accoppiamento  $g_{KNY}$  può essere ricavata dall'analisi dei dati sperimentali [15] e può essere calcolata studiando la forma dei vertici di interazione forte a basse energie sulla base di lagrangiane fenomenologiche [16]. Ciò nonostante la costante  $g_{KNY}$  è nota solo con notevole incertezza: non è possibile quindi esprimere fino ad ora un giudizio conclusivo sulla bontà della (6.1).

\* \* \*

Vorrei ringraziare D.O. Riska per avermi suggerito lo studio di questo argomento, nell'ambito di una più vasta collaborazione sui



modelli chirali. Desidero inoltre ringraziare A. Defendi per avermi aiutato a chiarire il meccanismo di rottura spontanea ed esplicita di simmetria. Ringrazio infine S. Boffi per utili consigli nella stesura definitiva del manoscritto.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] S.L. Adler and R.F. Dashen, "Current Algebras and Applications to Particle Physics", *W.A. Benjamin Inc.* (1968); J.D. Bjorken and M. Nauenberg, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* **18** (1968) 229.
- [2] T.H.R. Skyrme, *Proc. R. Soc. London* **A260** (1961) 127, **A262** (1961) 237, *Nucl. Phys.* **31** (1962) 556.
- [3] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122** (1961) 345, *Phys. Rev.* **124** (1961) 246.
- [4] J.D. Bjorken and S.D. Drell, "Relativistic Quantum Mechanics", *McGraw-Hill* (1964).
- [5] M.L. Goldberger and S.B. Treiman, *Phys. Rev.* **111** (1958) 354.
- [6] H. Georgi, "Weak Interactions and Modern Particle Theory", *Benjamin Cummings Publishing Company* (1984).
- [7] F. Mandl and G. Shaw, "Quantum Field Theory", *John Wiley & Sons* (1984).
- [8] H. Pagels, *Phys. Rep.* **16** (1975) 219.
- [9] S. Pokorski, "Gauge Field Theories", *Cambridge University Press* (1987).
- [10] J. Goldstone, *Nuovo Cimento* **19** (1961) 155.
- [11] Particle Data Group, "Review of particle Properties", *Phys. Lett.* **B239** (1990) 1.
- [12] M. Gell-Mann and M. Levy, *Nuovo Cimento* **16** (1960) 705; B.W. Lee, "Chiral Dynamics", *Gordon and Breach* (1972).
- [13] Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960) 380.
- [14] R.E. Marshak, Riazuddin, C.P. Ryan, "Theory of weak interactions in particle physics", *John Wiley & Sons* (1969).
- [15] R.A. Adelseck and B. Saghai, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 108.
- [16] C. Gobbi, D.O. Riska and N.N. Scoccola, *Strong and electromagnetic meson hyperon couplings in the bound state soliton model*, Pavia preprint FNT/T - 92/08 (Feb. 1992), in corso di stampa su *Nucl. Phys. A*.



Volume I - n. 1	CINQUANTA ANNI DI INTERAZIONI DEBOLI: DALLA TEORIA DI FERMI ALLA SCOPERTA DEI BOSONI PESANTI - Marcello Conversi	pag. 1
Volume I - n. 2	EFFECTS OF DIOXINS ON NATURE AND SOCIETY - Opening talk, Sergio P. Ratti	pag. 3
	DIOXIN IN MISSOURI - Armon 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 FACILITY - 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 EXCHAN- GE OF INFORMATION ON DIOXIN - Donald G. Barnes	pag. 63
	CHLORACNE AND THE AGENT ORANGE PROBLEM IN THE U.S.A. - Betty Fischmann	pag. 69
Volume II - n. 1	CONVEGNO SU "LA CONOSCENZA ATTUALE DELLA INTERAZIONE GRAVITAZIONALE" - 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 GRAVITAZIONE UNIVERSALE - Anna Grassi, Giuliano Strini	pag. 19
	LIMITI SPERIMENTALI SULLA MISURA DELL'ACCE- LERAZIONE DI GRAVITA' - Roberto Cassinis	pag. 31
	CONSEGUENZE SPERIMENTALI DELLA IPOTESI DI ESISTENZA DI UNA QUINTA INTERAZIONE - Fabrizio Massa	pag. 43
	VERIFICA DEL PRINCIPIO DI EQUIVALENZA E FORZE TRA PARTICELLE ELEMENTARI - Bruno Bertotti	pag. 81
Volume II - n. 2	TRANSIZIONE LIQUIDO SOLIDO - Mario Tosi	pag. 3
	EQUAZIONI DI MAXWELL NEL VUOTO ED ELETTRO- DINAMICA QUANTISTICA - Emilio Zavattini	pag. 27
Volume III - n. 1	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 SUPERRETTICOLI SEMICONDUTTORI - Luciano Colombo	pag. 29
	SOLITONI IN FISICA NUCLEARE - Marco Radici	pag. 51
	ASPETTI NON LOCALI DEL COMPORTAMENTO QUANTISTICO - Oreste Nicrosini	pag. 83
Volume III - n. 2	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	FLAVOUR PHYSICS - Luciano Maiani	pag. 1
	THE STANDARD ELECTROWEAK MODEL: PRESENT EXPERIMENTAL STATUS - Pierre Darriulat	pag. 27
	WHY BE EVEN-HANDED? - Martin M. Block	pag. 47
Volume IV - n. 1	LA FISICA DEI COLLIDER - Paolo Bagnaia, Fernanda Pastore	pag. 1
Volume IV - n. 2	SOLAR WIND AND PHYSICS OF THE HELIOSPHERE - Bruno Coppi	pag. 2
	THE IGNITOR PROJECT - Bruno Coppi, Francesco Pegoraro	pag. 32
Volume V - n. 1	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 ELETTRONICA DI SUPERRETICOLI - Saverio Moroni	pag. 40
	MECCANISMI DI CONDUCEBILITA' IONICA MEDIATI DA DIFETTI ESTRINSECI - IL CASO DEL QUARZO Alberto Paleari	pag. 57
Volume V - n. 2	STATISTICHE QUANTISTICHE ED INDISTINGUIBILITA' Gianluca Introzzi	pag. 69
	FISICA DELLE ALTE ENERGIE ALLE KOAN FACTORIES Renato Diaferia	pag. 1
	NEUTRONI FREDDI E NEUTRONI ULTRAFREDDI - Gianluca Raselli	pag. 15
Volume VI - n. 1	TRANSIZIONI ORDINE-DISORDINE NELLE DISPERSIONI COLLOIDALI - Paolo Di Trapani	pag. 51
	LE UNITA' DI MISURA DELLA RADIOPROTEZIONE - S.P. Ratti	pag. 1
	L'INCIDENTE NUCLEARE DI CHERNOBYL - G. Belli	pag. 7
	NORMATIVA E PRINCIPI DI RADIOPROTEZIONE - A. Benco	pag. 17
	APPENDICE 1 - Pubblicazioni I.C.R.P. - A. 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 - A. Cigna	pag. 87
Volume VI - n. 2	EFFETTI BIOLOGICI DELLE RADIAZIONI IONIZZANTI - M. Caprotti	pag. 107
	MODELLO PREVISIONALE DELLA CONCENTRAZIONE DI $^{90}\text{Sr}$ , $^{134}\text{Cs}$ E $^{137}\text{Cs}$ NELLA CATENA ALIMENTARE - A. Cigna	pag. 117
	L'AMBIENTE E LA RADIOPROTEZIONE IN RELAZIONE AD INCIDENTI NUCLEARI - A. Cigna	pag. 131
	INCIDENTE NUCLEARE "CHERNOBYL" E SUE RIPERCUSIONI 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 ALLO INCIDENTE NUCLEARE DI CHERNOBYL - A. Benco	pag. 177
Volume VII - n. 1	APPROCCIO FRATTALE ALLA DESCRIZIONE DELLA RADIOATTIVITA' IN ARIA IN ITALIA DOPO CHERNOBYL - G. Salvadori	pag. 201
	ELECTRON ENERGY LOSS SPECTROSCOPY - M. Amiotti	pag. 1
	LIVELLI ELETTRONICI PROFONDI IN SEMICONDUTTORI E LORO CARATTERIZZAZIONE - A. Sassella	pag. 35
	LA RICERCA DEL BOSONE DI HIGGS AI FUTURI ACCELERATORI - G. Montagna	pag. 57
	SIMMETRIA CHIRALE E TEOREMA DI GOLDBERGER-TREIMAN - C. Gobbi	pag. 81