

Capitolo II

Tecniche di prova utilizzate

Nell'introduzione del presente lavoro si è affermato che il metodo proposto per la rapida qualificazione dei materiali per applicazioni HVDC si basa sull'impiego combinato di diverse tecniche di prova. In particolare sono state utilizzate le seguenti tecniche:

- Misure di conducibilità
- Misure di rigidità dielettrica
- Prove di vita
- Misure di cariche di spazio

In questo capitolo sono descritte le procedure utilizzate per effettuare le singole prove e i relativi impianti, in larga parte sviluppati durante lo svolgimento del lavoro.

Considerando il particolare grado di innovazione legato alle prove di carica spaziale ed essendo l'impianto costruito il primo di questo tipo in Italia, si è ritenuto doveroso dedicare una particolare attenzione a questo sistema. Per questa ragione la descrizione della cella per misure di carica spaziale e l'introduzione sugli aspetti teorici alla base del suo funzionamento sono riportati nel capitolo seguente, integralmente dedicato al metodo elettroacustico (PEA).

2.1 Misura delle correnti di carica e scarica in film polimerici

La misura di conducibilità su materiali isolanti consiste, fondamentalmente, nel sottoporre il materiale ad un campo elettrico DC e nel rilevare l'andamento nel tempo della conseguente corrente di carica. Dopo un certo periodo di applicazione della tensione (prova di carica), il provino viene posto in cortocircuito allo scopo di misurare la corrente di scarica. Tutto questo deve poter essere fatto a diverse temperature, per determinare l'influenza di questa grandezza sul comportamento del materiale, e in atmosfera controllata, per ridurre al minimo gli effetti dell'umidità e le scariche sulla superficie del provino [78].

2.1.1 Cella di prova

La cella utilizzata per testare i materiali è schematicamente rappresentata nella Fig. 2.1. All'interno di un contenitore metallico, che funge da schermo per i disturbi esterni, sono contenuti due elettrodi di ottone fra cui deve essere collocato il campione in prova. Gli elettrodi sono isolati dalle parti metalliche del sistema per mezzo di un supporto in teflon. Il contenitore è strutturato in modo da poter mantenere all'interno della cella azoto in pressione (solitamente a 3 bar), il quale ha lo scopo di eliminare l'umidità e le scariche superficiali sul provino.

Nelle prove a temperatura superiore a quella dell'ambiente il sistema elettrodi-provino viene riscaldato mediante la circolazione forzata di olio di silicone caldo. Una termoresistenza scalda l'olio in un contenitore esterno alla cella; l'olio è fatto circolare tramite una pompa e, scorrendo all'interno dell'elettrodo di alta tensione, mantiene il campione alla temperatura prefissata.

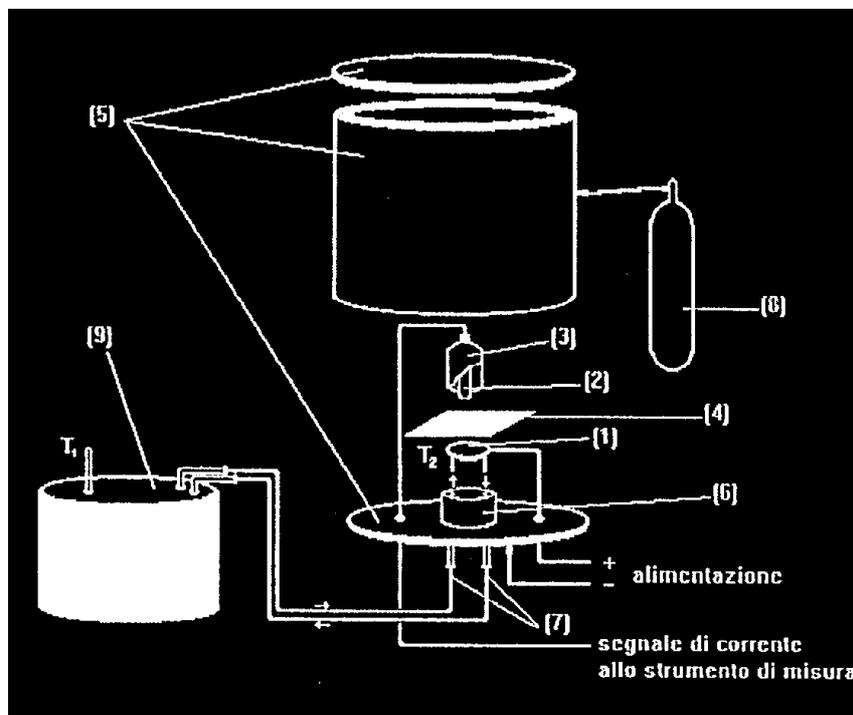


Figura 2.1

Rappresentazione schematica della cella di prova. 1) elettrodo di alta tensione; 2) elettrodo di bassa tensione; 3) anello di guardia; 4) provino; 5) contenitore in ferro; 6) sostegno in teflon dell'elettrodo di alta tensione; 7) tubi di adduzione e scarico dell'olio in temperatura; 8) bombola di azoto; 9) sistema per il riscaldamento e la circolazione dell'olio.

Allo scopo di impedire che le correnti superficiali (cioè quelle correnti che non attraversano il materiale) forniscano un contributo alla corrente misurata, l'elettrodo di bassa tensione è dotato di un anello di guardia collegato alla massa del sistema (che a sua volta è collegata a terra). Il sistema elettrodi-provino è rappresentato schematicamente nella Fig. 2.2.

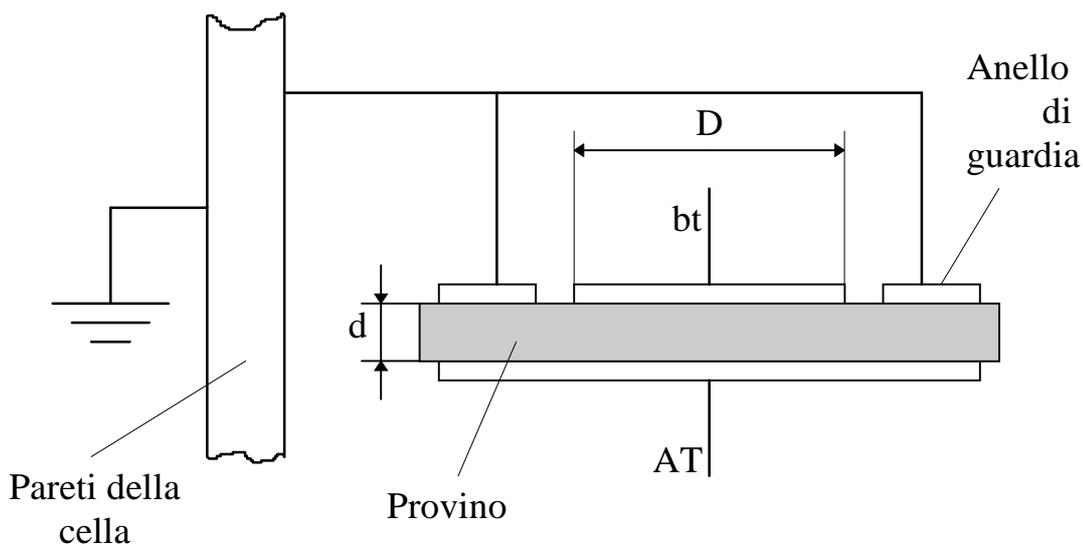


Figura 2.2

Configurazione schematica degli elettrodi: $D = 25\text{mm}$, $d = 0.10 \div 0.30\text{mm}$.

Per ottenere una superficie di contatto uniforme e una dimensione dell'elettrodo nota, le due superfici del provino sono metallizzate in oro¹ mediante un processo di evaporazione e successivo deposito del metallo in un ambiente in cui è stato creato il vuoto. La forma e le dimensioni dei campioni e delle zone metallizzate sono riportate nella Fig. 2.3.

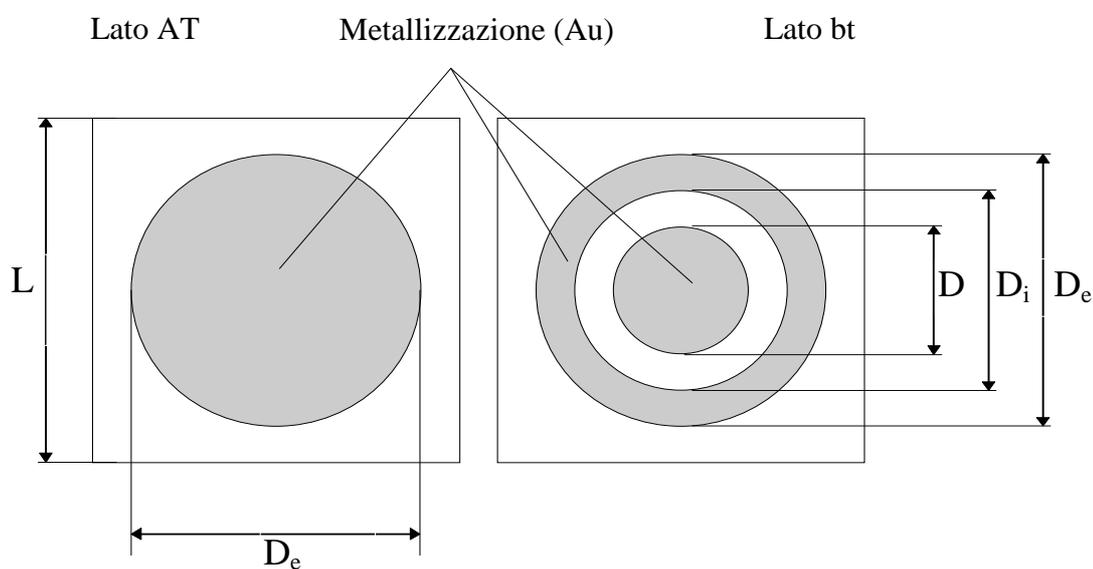


Figura 2.3

Superfici metallizzate del provino: $D = 25\text{mm}$, $D_i = 37\text{mm}$, $D_e = 49\text{mm}$, $L \approx 60\text{mm}$.

¹ Nelle prove eseguite in questo lavoro gli elettrodi sono principalmente in oro; tuttavia sono stati utilizzati altri tipi di materiale al fine di determinare, oltre che le caratteristiche J-E, anche i meccanismi di conduzione.

2.1.2 Descrizione del circuito di misura

Il circuito utilizzato per eseguire le misure è rappresentato schematicamente nella Fig. 2.4. Per generare i valori di tensione richiesti sono stati usati tre diversi alimentatori:

- alimentatore DC HEINZINGER PNC 20000-3pos
0 ÷ 20kV, ripple 10^{-4} ppm \pm 50mV;
- alimentatore DC KEITHLEY mod.248
0 ÷ \pm 5000V, ripple massimo 3mV (a 5kV);
- alimentatore Kepco BHK
0 ÷ 500V, ripple misurato 0.1mV (a 100 V).

Per valori di campo elettrico inferiori a 10 kV/mm la corrente misurata risulta dell'ordine di 10^{-13} A; disturbi dovuti ad una tensione non stabile si possono perciò ripercuotere sulla corrente fino a non rendere più possibile la lettura di un valore univoco (in certi casi, a causa delle fluttuazioni del valore misurato, può essere incerta persino la determinazione dell'ordine di grandezza). Si è pertanto rivelato di fondamentale importanza utilizzare, durante le prove di carica, il generatore più idoneo, in funzione del livello di tensione necessario.

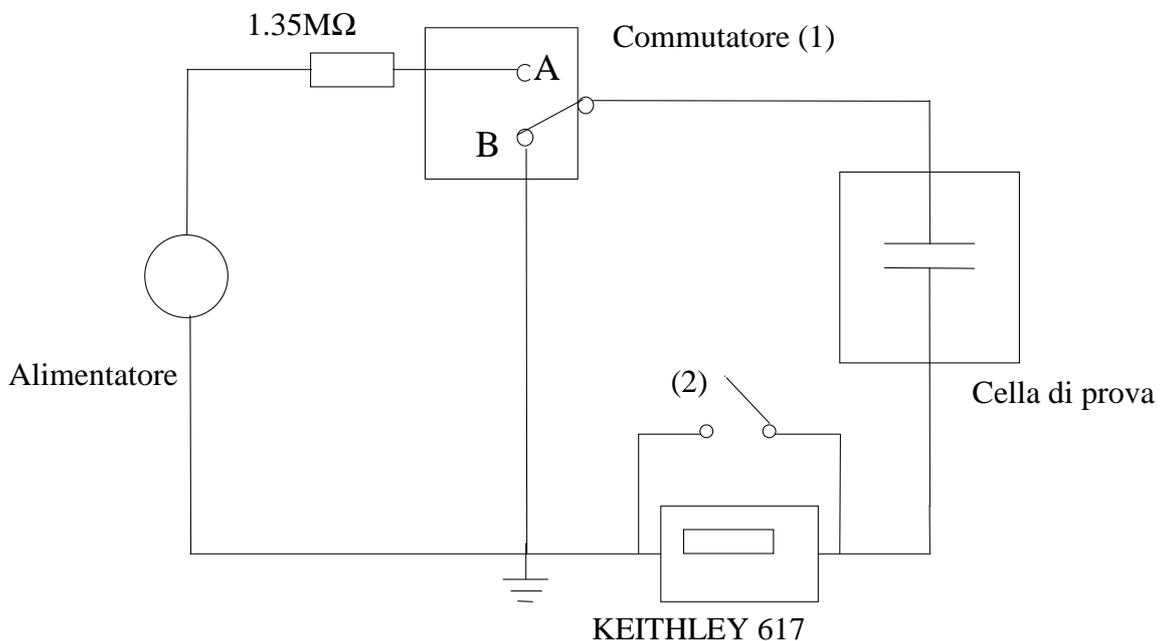


Figura 2.4
Schema di principio del circuito di misura.

In fase di carica l'alimentatore viene chiuso sul provino (commutatore 1 in posizione A). Terminata la carica, quando la corrente raggiunge il valore di regime, il provino viene cortocircuitato (commutatore 1 in posizione B) ed ha inizio la fase di scarica.

Per la misura della corrente è stato utilizzato un elettrometro programmabile KEITHLEY, mod.617, collegato ad un personal computer tramite scheda IEEE-488 (GPIB, *general purpose interface bus*). Un programma di acquisizione dati permette la programmazione degli intervalli di campionamento in modo da avere misure più frequenti nella fase iniziale della prova. Per stabilire il momento opportuno per interrompere le acquisizioni, in base al raggiungimento della condizione di regime o alla comparsa dei picchi di corrente, il software consente la visualizzazione in tempo reale della caratteristica I-t. A prova ultimata il programma rende disponibile un file di dati che è utilizzato per tracciare le caratteristiche e per le successive elaborazioni.

La resistenza (da $1.35\text{M}\Omega$) che compare nello schema di Fig. 2.4 è stata inserita per tentare di proteggere l'elettrometro². In fase di carica, infatti, in assenza di tale resistenza, un'eventuale perforazione del provino porterebbe l'elettrometro ad essere sottoposto all'intera tensione di alimentazione con conseguente rottura dello strumento. Tale valore di resistenza è stato scelto in quanto sufficientemente elevato per offrire garanzie di protezione in caso di cedimento del provino. Allo stesso tempo, il valore di tale resistenza risulta trascurabile rispetto a quella del dielettrico. Misure effettuate, nelle stesse condizioni, prima e dopo l'inserimento della resistenza hanno, infatti, fornito risultati confrontabili.

L'interruttore (2) serve ad escludere lo strumento negli istanti iniziali della prova di scarica, durante i quali quest'ultimo sarebbe sottoposto all'intera tensione a cui è stato caricato il provino.

2.2 Misura della rigidità dielettrica e prove di vita

Per lo svolgimento di queste prove si è utilizzato il medesimo circuito; per questo motivo saranno prima singolarmente introdotti i concetti relativi ai due tipi di prova svolti e successivamente descritto il circuito utilizzato.

2.2.1 Rigidità dielettrica

² Si realizza, in pratica, un partitore resistivo: se ha luogo la scarica del provino, l'elettrometro e la resistenza (in serie) devono sopportare per un breve intervallo la tensione di alimentazione. Poiché la resistenza è di qualche ordine di grandezza superiore all'impedenza interna dell'elettrometro, ne risulta che la tensione di alimentazione è quasi interamente ai capi della resistenza introdotta.

Le prove di rigidità dielettrica sugli isolanti solidi sono eseguite applicando una tensione, continua o alternata, crescente con velocità costante, v , fino alla perforazione del provino. La tensione applicata è quindi una funzione del tempo, del tipo:

$$V(t) = vt \quad (2.1)$$

dove $V(t)$ è la tensione applicata e t il tempo di applicazione.

Il valore di v è fissato e mantenuto costante per tutti i provini da testare. Esso deve essere scelto in modo tale che la scarica avvenga in un tempo, t_s , abbastanza breve (da qualche decina di secondi a pochi minuti), in modo che il campo elettrico crescente, applicato al provino, non produca un invecchiamento apprezzabile nel breve periodo che intercorre fra l'applicazione della tensione e la scarica. Nella Fig. 2.5 è riportato l'esempio di una rampa di tensione crescente in modo lineare fino alla perforazione del provino.

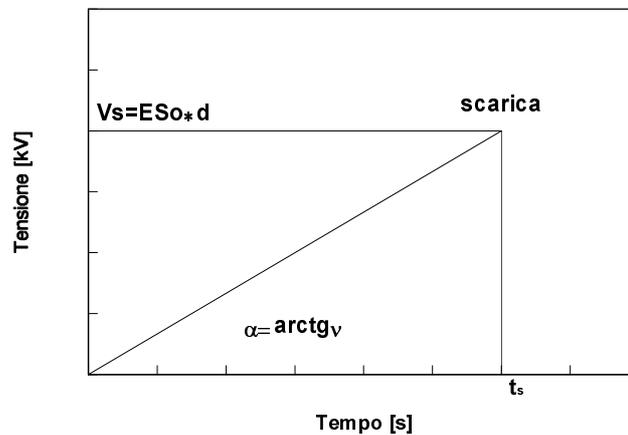


Figura 2.5
Rampa di tensione generica.

All'interno di un lotto di N provini, a causa della disomogeneità dei provini stessi, gli N valori della tensione di scarica ottenuti saranno diversi fra loro. Dagli N valori di tensione di scarica e a seconda della geometria della cella di prova si ricavano gli N valori di campo elettrico alla scarica (ad esempio nel caso di campo uniforme: $E = V_s/d$). I risultati così ottenuti sono elaborati con metodi statistici al fine di ricavare il valore da assumere come rigidità dielettrica del materiale in esame.

La distribuzione di probabilità di maggiore interesse nel caso di dielettrici solidi è la distribuzione di Weibull a due parametri che, riferendosi alla variabile aleatoria campo elettrico E , è descritta come [8, 75-77]:

$$P(E) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{E}{\alpha}\right)^\beta\right] \quad (2.2a)$$

dove $P(E)$ è la probabilità che il gradiente di scarica sia minore o uguale ad E , α è il parametro di scala della distribuzione di Weibull (pari al valore di campo elettrico corrispondente alla probabilità di scarica del 63.2%) e β è il parametro di forma legato alla dispersione dei risultati (più elevato è il valore di β , minore risulta la dispersione).

Lo scopo delle prove di rigidità è quello di determinare i parametri α e β della distribuzione di Weibull, valori che caratterizzano il materiale esaminato. Il metodo per determinare tali parametri dai risultati sperimentali è descritto nel par. 2.2.3.

Nelle prove di rigidità dielettrica eseguite durante questa ricerca si sono utilizzati lotti costituiti da un numero di provini compreso tra 8 e 10. La tensione continua è stata applicata con una rampa pari a 8 kV/min (in queste condizioni le scariche avvenivano, generalmente, in tempi di 3-6 minuti). Le prove sono state tutte effettuate utilizzando la cella ANSI/ASTM a campo quasi uniforme (par. 2.2.4).

2.2.2 *Invecchiamento elettrico*

La prova di vita convenzionale consiste nel sottoporre un numero N di provini ad una tensione costante e nel misurare i relativi tempi al guasto, t_f (*time to failure*). Nel caso della tensione continua oltre alle prove con tensione costante si effettuano prove con inversione di polarità periodica. Questo secondo tipo di prova ha lo scopo di investigare il comportamento del materiale in conseguenza dell'ulteriore sollecitazione introdotta dall'inversione di polarità, che, come detto nel Cap. 1, è sempre presente nei sistemi DC reali. Per evitare di introdurre ulteriori parametri di difficile valutazione, le prove con inversione di polarità devono essere effettuate in modo da ottenere approssimativamente sempre lo stesso numero di inversioni ai diversi livelli di campo elettrico utilizzati (ed eventualmente per i diversi materiali provati).

Poiché i campioni, anche se di uno stesso lotto, presentano disomogeneità, i valori del tempo al guasto ottenuti saranno diversi fra loro. Occorre dunque procedere, come nel caso della rigidità dielettrica, attraverso una opportuna elaborazione statistica dei risultati.

La distribuzione di probabilità dei tempi al guasto utilizzata nel caso di dielettrici solidi è ancora la distribuzione di Weibull a due parametri che, riferendosi alla variabile aleatoria t_f , è scritta come:

$$P(t_f) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{t_f}{\alpha}\right)^\beta\right] \quad (2.2b)$$

dove $P(t_f)$ è la probabilità che il tempo al guasto sia minore o uguale a t_f , α è il parametro di scala (pari al valore di tempo al guasto corrispondente alla probabilità di scarica del 63.2%) e β è il parametro di forma legato alla dispersione dei risultati.

Come per la rigidità dielettrica, ottenuti i dati sperimentali, si devono utilizzare metodi statistici (par. 2.2.3) per la determinazione dei parametri α e β della distribuzione di Weibull.

Per ottenere la curva di vita elettrica si devono effettuare almeno tre prove di vita a valori di campo elettrico diversi. Assumendo valido il modello IPM (Cap. 1), si riportano i campi elettrici di prova in funzione dei relativi tempi al guasto in un diagramma bilogaritmico ($\log E$, $\log t_f$) con i relativi intervalli di confidenza, si traccia la retta di regressione e dalla sua pendenza si ricava il valore del VEC (Cap. 1). La curva di vita può essere ottenuta per una data probabilità, considerando tempi al guasto t_f relativi ad un prefissato percentile della distribuzione di probabilità ottenuta nella prova di vita; normalmente sono considerati i tempi relativi alla probabilità di guasto del 63,2% (corrispondenti al parametro α della distribuzione di Weibull).

Lo scopo delle prove è quello di ottenere parametri che, come il VEC, consentano il confronto fra materiali candidati per la medesima applicazione. Nel caso di componenti ci si prefigge anche di determinare la loro affidabilità, ossia la probabilità di sopravvivenza dopo un certo tempo e quindi la durata di vita corrispondente ad un dato rischio di scarica alla tensione nominale di esercizio.

2.2.3 Metodi di elaborazione statistica

Nei par. 2.2.1 e 2.2.2 si è fatto riferimento alla distribuzione di Weibull che è di basilare importanza nello studio degli isolamenti elettrici, ove è quasi sempre necessaria una elaborazione statistica dei risultati.

Dall'equazione (2.2) generalizzata per una sollecitazione qualunque, S , con alcuni semplici passaggi matematici si ottiene:

$$\log [-\ln (1-P(S))] = \beta \log S - \beta \log \alpha \quad (2.3)$$

dove S può rappresentare o il gradiente di scarica o il tempo al guasto.

L'equazione (2.3) rappresenta una retta con pendenza β nel piano di coordinate $\log[-\ln(1-P(S))]$ vs. $\log S$, detto *carta di Weibull*, [75]. La pendenza di una retta ottenuta in carta di Weibull dipende quindi dalla dispersione dei dati, al diminuire di quest'ultima la retta è più ripida (si ricordi che maggiore è β minore è la dispersione dei dati).

Un'elevata dispersione è tipica di materiali poco omogenei che presentano un notevole *effetto dimensionale*: al crescere delle dimensioni aumenta fortemente la probabilità di scarica a parità di gradiente applicato [75-77]. A tal riguardo esiste una relazione, in cui compare il rapporto tra le dimensioni dei provini, che permette di estrapolare i risultati delle prove di rigidità dielettrica e di vita (solitamente eseguite su provini di piccole dimensioni) ad isolamenti effettivi, di dimensioni ben maggiori:

$$\frac{E_1}{E_2} = R^{1/\beta} \quad (2.4)$$

dove E_1 ed E_2 sono due gradienti aventi la stessa probabilità di scarica nel caso di due isolamenti di dimensioni diverse, R è il rapporto tra le dimensioni e β è il parametro di forma della distribuzione di Weibull. La conoscenza di questa relazione è fondamentale per il progettista dell'isolamento.

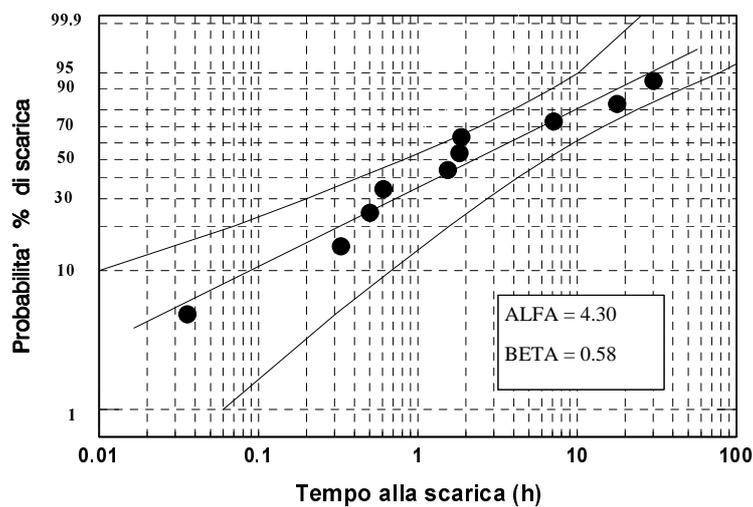


Figura 2.6

Esempio di distribuzione dei tempi al guasto in carta di Weibull.

Per tracciare sulla carta di Weibull la distribuzione dei tempi al guasto (Fig. 2.6), o analogamente quella dei gradienti di scarica, si procede nel modo seguente:

- a) si determinano sperimentalmente gli N tempi al guasto (t_{f1}, \dots, t_{fN});
- b) si calcolano le probabilità di scarica ($P(t_{f1}), \dots, P(t_{fN})$) mediante uno stimatore, ad esempio lo stimatore di Blom:

$$P(t_{fi}) = \frac{i - 0.5}{N + 0.25} \quad (2.5)$$

dove i è il numero d'ordine dei dati (messi in ordine crescente) ed N il numero totale di punti;

- c) si riportano i punti sperimentali ($\log(t_{fi}), \log[-\ln(1-P(t_{fi}))]$) sulla carta di Weibull;
- d) si determina la retta espressa dalla equazione (2.3) come retta di regressione della distribuzione dei punti sperimentali.

Per quanto riguarda il calcolo delle probabilità associate ai singoli eventi di scarica si è indicato lo stimatore di Blom (eq. 2.5) nella versione valida per prove complete, nelle quali cioè tutti i dati sperimentali sono accettabili. Lo stimatore di Blom è particolarmente indicato per popolazioni di piccola numerosità; tuttavia, ai fini di un valido confronto, l'elaborazione statistica dei dati è stata eseguita anche con altri stimatori: Bernard, Bain-Engelhardt e White.

La scelta degli stimatori da utilizzare è effettuata in base al tipo di prova. Ai fini statistici, infatti, si devono distinguere prove complete, a censuramento singolo e a censuramento progressivo [79 e 80].

1. Le prove sono dette **complete** quando tutti i provini scaricano presentando valori accettabili di tempo alla scarica.

2. Si parla di **censuramento singolo** quando si interrompe una prova prima della sua conclusione e si hanno quindi campioni che non hanno scaricato (solitamente questo viene fatto per limitare i tempi di prova). In sintesi sono censurati valori troppo elevati della grandezza in esame [81].

3. Il **censuramento progressivo** si distingue da quello singolo in quanto vengono censurati provini in tempi diversi, anche inferiori al tempo di interruzione della prova [82].

Effettuata la stima delle probabilità cumulate, è necessario determinare la retta di regressione in carta di Weibull, dalla quale si ricavano i parametri della distribuzione di probabilità.

In generale la retta di regressione $y = y_0 + bx$, che approssima un insieme di punti (x_i, y_i) , si determina calcolando i parametri y_0 e b con le seguenti formule:

$$b = \frac{\sum_1^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_1^N (x_i - \bar{x})^2}$$

$$y_0 = \bar{y} - b \bar{x} \tag{2.6}$$

dove \bar{x} e \bar{y} sono i valori medi delle coordinate x_i e y_i dei punti in esame.

Se si applicano questi concetti alla carta di Weibull, imponendo

$$x_i = \log(q_i) \tag{2.7}$$

$$y_i = \log \left[\ln \left(\frac{1}{1 - P_i} \right) \right] \quad (2.8)$$

dove q_i e P_i sono rispettivamente il valore della variabile aleatoria per l' i -esimo evento e la relativa probabilità cumulata, è possibile ricavare α e β come:

$$\alpha = 10^{\left(\frac{y_0}{\beta} \right)} \quad (2.9)$$

$$\beta = b. \quad (2.10)$$

2.2.3.1 Prova completa

Nel caso delle prove complete sono stati utilizzati gli stimatori di Blom, Bernard e Bain-Engelhardt. Si indica con N il numero totale di eventi.

L'espressione dello stimatore di **Blom** è:

$$P_i = \frac{i - 0,5}{N + 0,25} \quad \text{per } i = 1 \dots N \quad (2.11)$$

L'espressione dello stimatore di **Bernard** è:

$$P_i = \frac{i - 0,3}{N + 0,4} \quad \text{per } i = 1 \dots N \quad (2.12)$$

L'espressione dello stimatore di **Bain-Engelhardt** è:

$$b = \frac{1}{\beta} = \frac{-\sum_{i=1}^s \ln x_i + \frac{s}{N-s} \sum_{i=s+1}^N \ln x_i}{N k_N} \quad (2.13)$$

$$u = \ln \alpha = \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N \ln x_i \right) + \frac{\gamma}{\beta} \quad (2.14)$$

dove x_i è l' i -esimo valore della variabile aleatoria, γ è la costante di Eulero (pari a 0,5772) e k_N è la costante di Bain-Engelhardt, che è tabulata [83]. Si noti che al contrario dei primi due stimatori proposti, il metodo di Bain-Engelhardt fornisce direttamente una stima dei parametri della distribuzione di probabilità e non dei valori di probabilità cumulata.

2.2.3.2 Censuramento singolo

In questo caso i metodi applicati sono quelli di Blom, Bernard e White esatto. Si indica con N il numero totale di eventi (comprensivo di quelli censurati) e con r il numero di eventi di scarica (non censurati).

L'espressione dello stimatore di **Blom** è:

$$P_i = \frac{i-0,5}{N+0,25} \quad \text{per } i = 1 \dots r \quad (2.15)$$

L'espressione dello stimatore di **Bernard** è:

$$P_i = \frac{i-0,3}{N+0,4} \quad \text{per } i = 1 \dots r \quad (2.16)$$

Quindi le espressioni da utilizzare rimangono invariate nella forma, ma ora sono applicate solo agli r eventi di scarica.

L'espressione dello stimatore di **White** è:

$$b = \frac{1}{\beta} = \frac{\sum_{i=1}^r (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})w_i}{\sum_{i=1}^r (X_i - \bar{X})^2 w_i} \quad (2.17)$$

$$u = \ln \alpha = \bar{Y} - b\bar{X} \quad (2.18)$$

con

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^r X_i w_i}{\sum_{i=1}^r w_i} \quad (2.19)$$

$$\bar{Y} = \frac{\sum_{i=1}^r Y_i w_i}{\sum_{i=1}^r w_i} \quad (2.20)$$

dove si nota la provenienza dalle equazioni della regressione lineare, nelle quali è stato però introdotto un peso, [84]. L'espressione delle grandezze X_i , Y_i e w_i che appaiono nelle equazioni (2.17)-(2.20) è:

$$X_i = \ln \left[\ln \left(\frac{1}{1-P_i} \right) \right] \quad (2.21)$$

$$Y_i = \ln x_i \quad (\text{dove } x_i \text{ è la variabile aleatoria}) \quad (2.22)$$

$$w_i = \frac{1}{\text{Var}(X_i)} \quad (2.23)$$

dove $\text{Var}(X_i)$ è un valore tabulato. Per il calcolo della probabilità cumulata da inserire nella (2.21) si utilizza:

$$P_i = 1 - \exp\{-\exp[W(X_i)]\} \quad (2.24)$$

in cui $W(X_i)$ è il valore atteso di X_i ed è tabulato per un dato numero N di eventi in funzione di i , numero d'ordine degli eventi di scarica, per $i = 1 \dots r$.

2.2.3.3 Censuramento progressivo

In questo caso i metodi applicati sono ancora quelli di Blom, Bernard e White esatto ma le espressioni da utilizzare sono leggermente diverse. Si indica sempre con N il numero totale di eventi (comprensivo di quelli censurati) mentre con r si indica il numero di censuramenti.

L'espressione dello stimatore di **Blom** è:

$$P_i = \frac{I(i) - 0,5}{N + 0,25} \quad \text{per } i = 1 \dots r \quad (2.25)$$

L'espressione dello stimatore di **Bernard** è:

$$P_i = \frac{I(i) - 0,3}{N + 0,4} \quad \text{per } i = 1 \dots r \quad (2.26)$$

Per quanto riguarda lo stimatore di **White**, esso è teoricamente applicabile solo a censuramenti singoli, tuttavia può essere utilizzato anche per censuramenti progressivi applicando nel calcolo della probabilità cumulata la relazione:

$$P_i = \frac{I(i) - 0,44}{N + 0,25} \quad \text{per } i = 1 \dots r \quad (2.27)$$

La $I(i)$ che compare in tutte le espressioni è una funzione ricorsiva di i :

$$I(i) = I(i-1) + \frac{N+1-I(i-1)}{N+2+C_i} \quad \text{per } i = 1 \dots r \quad (2.28)$$

dove si definisce i come numero d'ordine degli eventi di scarica e C_i come numero totale di provini scaricati e censurati al tempo in cui ha luogo l' i -esimo evento di scarica. Per $i = 0$ vale $I(0) = 0$.

2.2.4 Celle e circuito di prova

2.2.4.1 Descrizione delle celle di prova utilizzate

Per le prove di rigidità dielettrica sono state utilizzate celle del tipo ANSI/ASTM, mentre per le prove di vita elettrica celle a campo quasi uniforme a profilo pseudo-Rogowsky modificato.

Cella ANSI/ASTM

La cella ANSI/ASTM, rappresentata nella Fig. 2.7, è costituita da due elettrodi cilindrici in acciaio inossidabile con diametro di 6.4 mm, aventi gli spigoli arrotondati (raggio di curvatura della smussatura 0.8 mm). La parte superiore della cella (elettrodo superiore più sistema di spostamento) pesa 50 ± 2 g, come raccomandato dagli standard ANSI/ASTM [8] per i test di rigidità dielettrica in tensione continua su materiali isolanti in foglio.

Gli elettrodi vengono lappati per ridurre le irregolarità delle superfici. Ad ogni scarica gli elettrodi vengono accuratamente puliti con tricloroetilene (trielina); inoltre, periodicamente, vengono sostituiti e nuovamente lappati.

Le prove vengono eseguite immergendo gli elettrodi e il provino in olio di silicone per evitare scariche in aria fra gli elettrodi. L'olio deve essere periodicamente sostituito in quanto assorbe l'umidità dell'ambiente perdendo, in questo modo, le proprietà isolanti che ne motivano l'impiego.

Durante l'applicazione della tensione sui provini non viene applicata altra forza oltre a quella esercitata, per gravità, dalla parte superiore della cella.

Dopo ogni scarica viene effettuata la misura dello spessore del provino nel punto in cui è avvenuta la perforazione, in modo da risalire al valore del campo elettrico applicato.

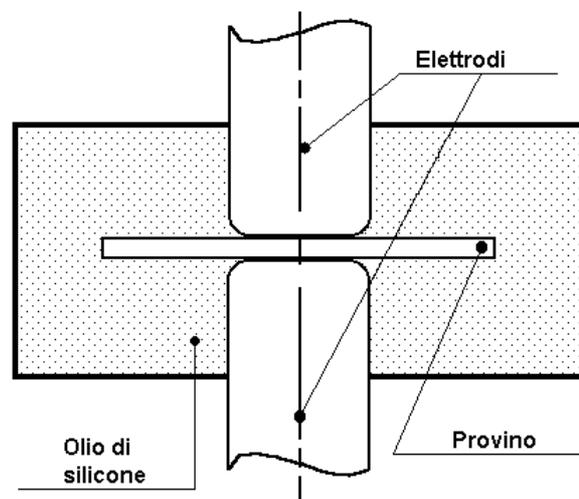


Figura 2.7

Cella ANSI/ASTM per prove di rigidità dielettrica DC.

Cella pseudo-Rogowsky modificata

La cella pseudo-Rogowsky modificata è costituita da due elettrodi a sezione circolare in acciaio inossidabile di uguale diametro (58 mm). La superficie elettrodica è composta da una zona centrale circolare piana avente diametro di 10 mm, delimitata da una corona circolare con

un profilo curvo che consente di avere un campo elettrico uniforme su larga parte dell'elettrodo. Nella restante parte del profilo curvo il campo elettrico va decrescendo rapidamente in intensità. (Fig. 2.8)

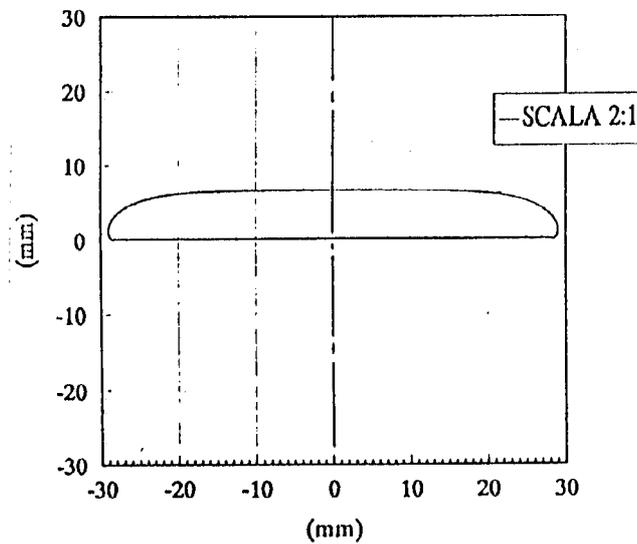


Figura 2.8
Profilo della cella pseudo-Rogowsky modificata.

La cella descritta deriva il proprio nome dal fatto di essere una versione modificata della cella pseudo-Rogowsky, la quale, a sua volta, è così denominata a causa della somiglianza del suo profilo con quello Rogowsky.

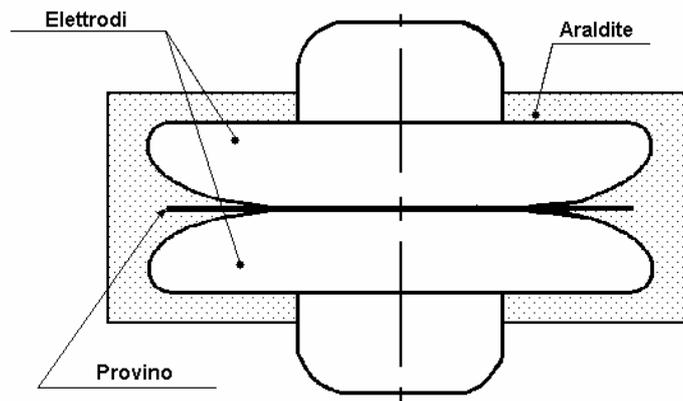


Figura 2.9
Cella pseudo-Rogowsky modificata inglobata in araldite.

Per effettuare le prove di vita, la cella pseudo-Rogowsky modificata è inglobata in araldite (resina epossidica indurente a base di Bisfenolo A/Epicloridrina) (Fig. 2.9). Una volta avvenuta la scarica, la cella viene aperta ed il provino viene estratto per la misura dello spessore nel punto di perforazione.

Questo tipo di cella, presentando una zona centrale piatta, consente di ottenere una zona elettrodica centrale (dove generalmente avviene la scarica), priva di resina interposta e con campo elettrico uniforme, più ampia rispetto alla cella pseudo-Rogowsky non modificata.

2.2.4.2 Descrizione del circuito di prova

La caratterizzazione dei materiali polimerici in corrente continua ha reso necessaria la costruzione di un apposito circuito di prova. A questo scopo, contemporaneamente alla realizzazione di un ponte raddrizzatore per alte tensioni, si è prestata particolare attenzione alle diverse caratteristiche di un circuito DC rispetto ad uno AC, sia dal punto di vista misuristico sia da quello della sicurezza.

Nel circuito si possono distinguere i seguenti componenti:

- **Generatore di forma d'onda:** Hewlett Packard 33120A, 15 Mhz Function/Arbitrary Waveform Generator
- **Voltmetro:** Hewlett Packard 34401A multimeter
- **Personal Computer:** è utilizzato per l'acquisizione automatica dei dati dal voltmetro e per il controllo della sinusoide in uscita dal generatore d'onda
- **Amplificatore di potenza:** ELGAR Power Source model 3001
- **Trasformatore:** 220V-12000V, 3kVA, costruito da Elettromeccanica Tironi
- **Raddrizzatore (moltiplicatore di tensione):** sono stati realizzati due moltiplicatori con caratteristiche diverse e si è utilizzato l'uno o l'altro a seconda del tipo di prova
- **Partitore resistivo:** con rapporto di riduzione 1000/1
- **Protezione in corrente:** Hager ED180 -ES230
- **Invertitore di polarità:** realizzato con due teleruttori Ghisalba GH15FT inseriti alternativamente.

Uno schema a blocchi del circuito realizzato è riportato a titolo esemplificativo nella Fig. 2.10. Il PC viene utilizzato per generare e modulare in ampiezza, tramite il generatore d'onda, una sinusoide di frequenza pari a 1000 Hz. L'onda in uscita dal generatore ha ampiezza di pochi Volt, per cui deve essere amplificata prima di essere portata al raddrizzatore (moltiplicatore di tensione). A questo scopo si distinguono due diversi passaggi:

1) Il segnale sinusoidale a 1000Hz è usato come ingresso dell'amplificatore di potenza. In cascata all'amplificatore è posto un trasformatore 380/24 V di bassa potenza, utilizzato come autotrasformatore sul solo lato di alta tensione con rapporto 380/270 (questo tipo di trasformatore

presenta più prese su ogni avvolgimento per consentire diversi rapporti di trasformazione). Questo stadio consente di elevare l'impedenza di corto circuito del sistema al fine di proteggere l'amplificatore stesso durante il manifestarsi della scarica.

2) L'uscita dell'amplificatore ha un valore massimo di 200V (ulteriormente ridotto dall'inserzione dell'autotrasformatore). Per elevare questo valore di tensione a quello richiesto in ingresso dal raddrizzatore (per ridurre il numero degli stadi il moltiplicatore è stato costruito con ingresso di qualche kV, [85]) si è inserito tra amplificatore e moltiplicatore un trasformatore 220/12000 V (3 kVA).

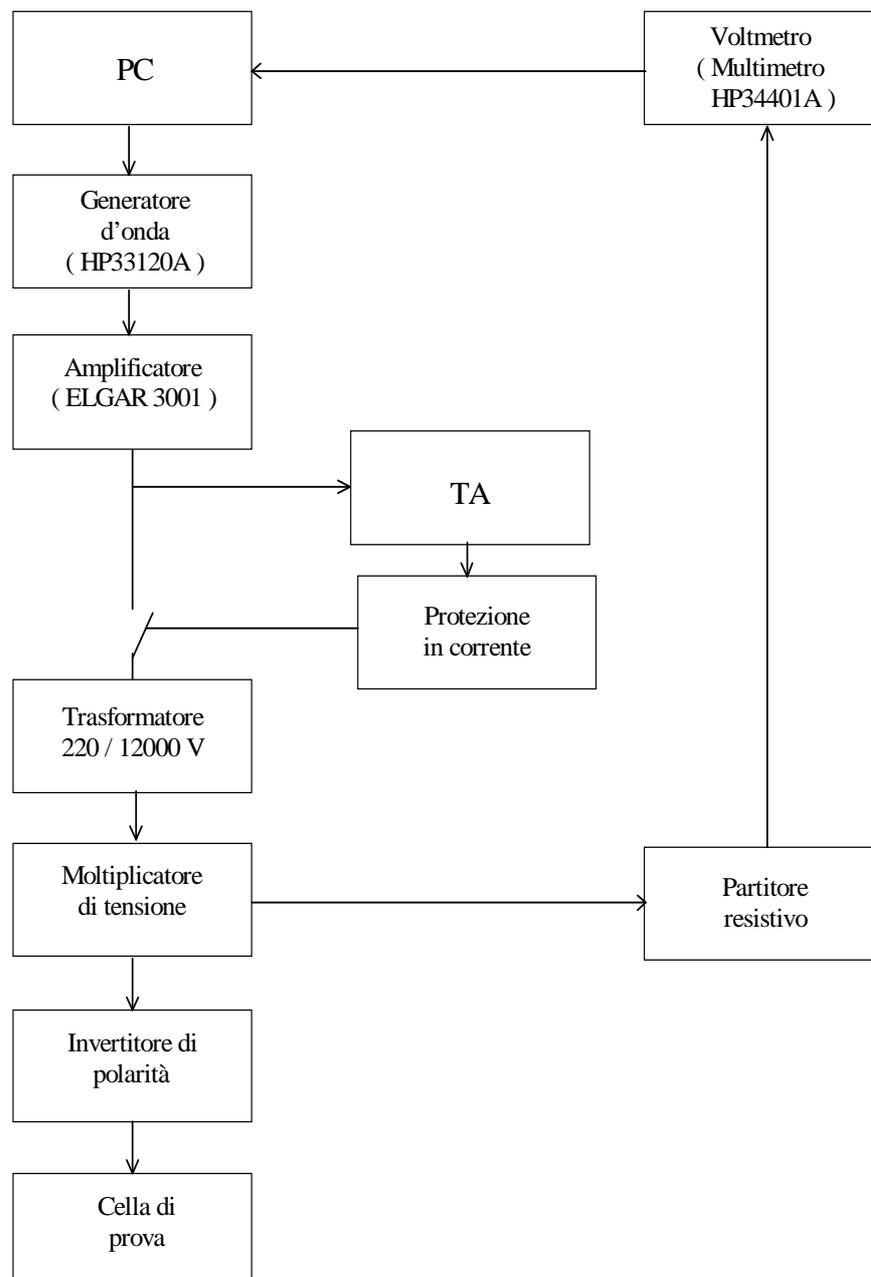


Figura 2.10
Schema a blocchi del circuito.

L'uscita in alta tensione del trasformatore costituisce l'ingresso del moltiplicatore di tensione, dove la tensione viene raddrizzata ed ulteriormente elevata fino ad avere, in uscita, un valore pari a $20 E_M$ (dove E_M è il valore massimo della tensione sinusoidale in ingresso al moltiplicatore).

La tensione continua così ottenuta alimenta, attraverso l'invertitore di polarità, la cella di prova (nel caso di prove di vita senza inversioni o di prove di rigidità l'invertitore è generalmente escluso). In parallelo alla cella di prova è posto il partitore resistivo che riduce la tensione di un fattore $1/1000$. Ad esso è collegato il voltmetro il quale a sua volta è collegato, mediante una porta seriale, al PC.

L'invertitore di tensione è costituito da due teleruttori che, funzionando alternativamente, sono in grado di invertire la polarità della tensione, Fig. 2.11. Il tempo richiesto per l'operazione di inversione è solitamente inferiore ad un minuto.

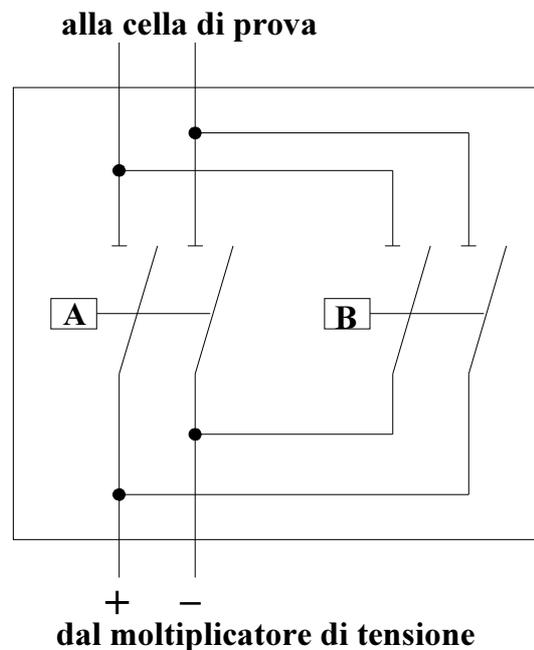


Figura 2.11

Schema dell'invertitore di tensione. I due teleruttori A e B funzionano alternativamente.

Capitolo III

La misura della carica spaziale

L'importanza della carica spaziale sulle prestazioni dei materiali polimerici, in particolare modo in corrente continua, è stata ampiamente discussa nell'introduzione di questa tesi. Con riferimento a quanto detto risulta, quindi, comprensibile come tale argomento abbia interessato molti gruppi di ricerca in tutto il mondo. A seguito di questo forte interesse, nel corso degli anni sono state introdotte svariate metodologie per la determinazione, sempre più precisa, della distribuzione della carica spaziale (e conseguentemente del profilo del campo elettrico reale) all'interno del materiale.

Inizialmente, l'unico modo per misurare la carica intrappolata all'interno del materiale era misurare la carica superficiale su sezioni del campione, precedentemente sottoposto ad un campo elettrico [8]. Ovviamente questo metodo era assai limitato, soprattutto perché prevedeva la distruzione del campione.

Negli ultimi due decenni molti studi si sono così indirizzati alla realizzazione di tecniche di misura della carica spaziale non distruttive ed attualmente esistono molti metodi di questo tipo, utilizzati in diversi laboratori, che si basano su diversi principi fisici. In generale, questi metodi utilizzano sollecitazioni termiche o meccaniche non uniformemente distribuite, le quali interagiscono con le cariche spaziali intrappolate producendo risposte rispettivamente piroelettriche o piezoelettriche.

3.1 Metodi di misura della carica spaziale [86 e 87]

In questo paragrafo sono brevemente introdotti i concetti generali di alcuni metodi che sono stati o sono tuttora utilizzati per la misura della carica spaziale. Il metodo scelto nella realizzazione del presente lavoro di tesi (il *Pulse Electro-Acoustic method, PEA*) è uno dei metodi non distruttivi che in qualche modo si basano sulla propagazione di un'onda acustica (come il *Pressure Wave Propagation method, PWP* e il *Laser-Induced Pressure wave Propagation method, LIPP*); a questo gruppo di metodologie sarà quindi attribuita una particolare attenzione. Verranno, comunque, introdotti anche i concetti generali di altre tecniche comunemente

utilizzate come il *Thermal Pulse method* e le sue evoluzioni (il *Thermal Step Method* e il *Laser Intensity Modulation Method, LIMM*).

3.1.1 Metodi basati su sollecitazioni termiche

3.1.1.1 Metodo dell'impulso termico (*Thermal Pulse method*) [88]

Il metodo dell'impulso termico consiste nell'applicare, mediante un breve ($8 \mu\text{s}$) ed intenso lampo di luce, un impulso di calore ad una delle superfici del campione in esame e nel misurare la risposta elettrica generata dal campione (Fig. 3.1). L'impulso di luce è generalmente ottenuto mediante una lampada a scarica in un gas.

L'andamento nel tempo della risposta elettrica fornisce informazioni sulle distribuzioni, nel campione, della carica spaziale e della polarizzazione. Tali informazioni, però, possono essere ottenute solo dopo un'appropriata deconvoluzione del segnale reale. Ciò comporta delle limitazioni all'effettiva utilità di questo metodo e richiede che i risultati siano appropriatamente interpretati.

Molte tecniche di analisi sono state proposte per interpretare i dati ottenuti con questo metodo; una delle più interessanti è quella proposta da DeReggi che sfrutta la trasformata in serie di Fourier [89].

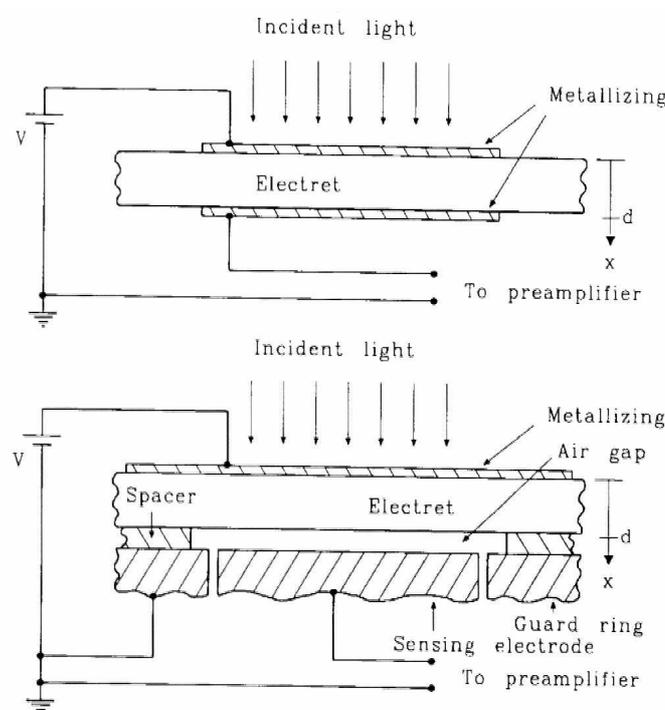


Figura 3.1

Schema del metodo dell'impulso termico, nelle due configurazioni per campioni metallizzati su entrambi i lati o su un solo lato.

Le variazioni della tensione tra le facce del campione, $\Delta V(t)$ (Fig. 3.1), dovute all'espansione termica non uniforme e a locali variazioni della costante dielettrica, sono misurate in funzione del tempo impiegato dall'impulso di calore per diffondere dall'elettrodo bersaglio ($x = 0$) a quello opposto ($x = d$). La tensione di risposta $\Delta V(t)$ è legata alle distribuzioni della carica e della polarizzazione e alla variazione di temperatura $\Delta T(x, t)$ dalla relazione:

$$\Delta V(t) = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} \int_0^d \left\{ \left[A \rho(x) - B \frac{dP}{dx} \right] \int_0^x \Delta T(x') dx' \right\} dx \quad (3.1)$$

dove $A = \alpha_x - \alpha_\varepsilon$ e $B = \alpha_p - \alpha_x - \alpha_\varepsilon$; $\rho(x)$ e $P(x)$ sono, rispettivamente, la distribuzione interna di carica e la distribuzione di polarizzazione. I termini α_x , α_ε e α_p rappresentano il coefficiente di espansione termica e i coefficienti di temperatura rispettivamente della costante dielettrica e della polarizzazione.

3.1.1.2 Metodo del laser ad intensità modulata (Laser Intensity Modulation Method, LIMM) [90]

Questo metodo utilizza un riscaldamento delle superfici del provino, modulato sinusoidalmente nel tempo. In queste condizioni si produce, lungo lo spessore del campione, una distribuzione non uniforme della temperatura.

Il campione viene posto all'interno di una piccola camera, nella quale viene fatto il vuoto, che possiede delle "finestre" attraverso le quali può passare un raggio laser. Il riscaldamento è ottenuto esponendo alternativamente le facce metallizzate del provino (solitamente un film sottile) ad un raggio laser, la cui intensità è modulata in modo sinusoidale mediante un modulatore ottico (*light chopper*). Il raggio laser viene assorbito dall'elettrodo e la sua modulazione sinusoidale causa una fluttuazione sinusoidale della temperatura dell'elettrodo colpito. Il risultato è la propagazione di un'onda di temperatura all'interno del campione.

Le onde di temperatura mentre si propagano all'interno del materiale sono attenuate e ritardate in fase; sul provino agisce così una "forza termica" non uniformemente distribuita la cui interazione con la carica spaziale (o con la distribuzione della polarizzazione) origina una corrente piroelettrica con andamento sinusoidale. Questa corrente è una funzione della frequenza di modulazione e delle distribuzioni di carica spaziale e di polarizzazione.

Analogamente al metodo precedentemente descritto (par. 3.1.1.1), per ottenere le distribuzioni di carica e di polarizzazione dai dati frequenza-corrente è necessaria una deconvoluzione

matematica. La deconvoluzione in serie di Fourier sviluppata per il metodo dell'impulso termico viene generalmente applicata con successo anche nel L IMM.

3.1.1.3 Metodo del gradino termico (Thermal Step Method) [91]

Questa tecnica si basa sull'applicazione di un salto di temperatura ai capi di un campione isolante, al fine di creare una corrente di risposta dovuta all'espansione termica del campione. Questa corrente, rilevabile nel circuito esterno che connette i due elettrodi applicati al campione, è correlata alla carica spaziale immagazzinata nel provino ed è utilizzata per la determinazione della distribuzione del campo elettrico oltre, ovviamente, a quella della carica spaziale.

Il gradino termico è creato in diversi modi; ad esempio mantenendo un elettrodo ad una temperatura pari a -10°C e iniettando un liquido caldo nell'altro elettrodo, in modo da scaldarlo fino a 20°C .

Questo metodo, non distruttivo, è applicabile per spessori isolanti variabili tra 2 e 20 mm.

3.1.2 Metodi basati sulla propagazione di onde di pressione

Esistono molti metodi che sfruttano la propagazione di un'onda di pressione. Tutti si basano sostanzialmente sullo stesso principio fisico.

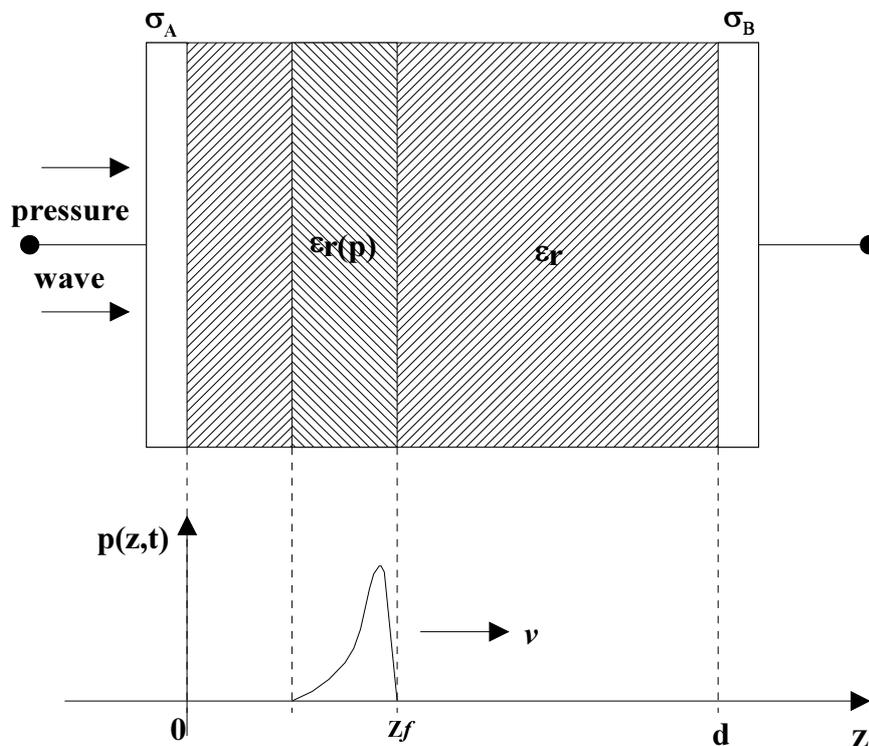


Figura 3.2

Schema di principio dei metodi basati sulla propagazione di un'onda di pressione.

Si consideri un campione piano di materiale dielettrico ideale, con conduttività nulla e contenente carica spaziale e dipoli permanenti. Si assuma che le variabili interessate all'analisi siano uniformi nei piani perpendicolari all'asse z , che la distribuzione di carica sia descritta da una relazione del tipo $\rho_S(z)$ e che la polarizzazione permanente possa essere rappresentata da una distribuzione di carica equivalente: $\rho_P(z) = -dP/dz$.

All'istante iniziale ($t = 0$) viene applicata uniformemente una compressione su una faccia del provino, attraverso l'elettrodo A (Fig. 3.2). Il fronte d'onda z_f dell'onda di pressione si propaga attraverso il materiale alla corrispondente velocità del suono, come mostrato in Fig. 3.2. Sottoposta a questa perturbazione meccanica, la struttura reticolare è compressa e dà origine a due effetti: la carica, che segue il reticolo atomico, è spostata e la permittività relativa ϵ_r varia a causa della variazione della concentrazione locale dei dipoli.

Questi effetti producono una variazione della carica sugli elettrodi, A e B, e questa variazione dipende dalla distribuzione di carica spaziale e dalle caratteristiche dell'onda di pressione. In funzione delle condizioni circuitali (circuito aperto o chiuso su di un carico) la variazione della carica indotta sugli elettrodi produce una differenza di potenziale tra gli elettrodi o una corrente.

L'evoluzione nel tempo di questa tensione, o di questa corrente, contiene informazioni sulla distribuzione di carica spaziale all'interno del campione. Il fronte d'onda dell'onda di pressione agisce quindi, viaggiando alla velocità del suono attraverso il campione, come una sonda virtuale sensibile alla carica.

Usando le leggi fondamentali dell'elettrostatica e considerando le condizioni al contorno è possibile, sulla base delle ipotesi precedentemente considerate, stabilire una relazione tra la risposta elettrica misurata e la distribuzione di carica spaziale nel provino.

Considerando il caso di un campione contenente carica spaziale e polarizzazione permanente P , risulta una densità di carica totale $\rho(z) = \rho_S(z) - dP/dz$. In condizioni di circuito aperto, la tensione $V(t)$ che si manifesta tra gli elettrodi durante la propagazione dell'onda di pressione può essere espressa mediante una relazione del tipo:

$$V(t) = XG(\epsilon_r) \int_0^{z_f} E(z,0) p(z,t) dz \quad (3.2)$$

dove $z_f = vt$ è la coordinata del fronte d'onda, $p(z, t)$ è il profilo dell'onda di pressione, $E(z, 0)$ è il profilo del campo elettrico all'interno del campione all'istante in cui viene applicata la compressione e X è la compressibilità del materiale. $G(\epsilon_r)$ è una funzione della permittività relativa contenente la dipendenza di ϵ_r dalla pressione.

In condizioni di corto circuito, invece, la corrente $I(t)$ nel circuito esterno è legata alla distribuzione del campo elettrico dalla relazione:

$$I(t) = XC_0 G(\epsilon_r) \int_0^{z_f} E(z,0) \frac{\partial}{\partial t} p(z,t) dz \quad (3.3)$$

dove C_0 è la capacità del campione non compresso e le altre grandezze presenti hanno lo stesso significato riportato per la precedente relazione (3.2).

Queste relazioni mostrano che, nota $p(z, t)$, la distribuzione del campo elettrico $E(z, 0)$ può essere ottenuta dalla misura di $V(t)$ o $I(t)$, risolvendo le equazioni (3.2) e (3.3). La distribuzione totale di carica $\rho(z)$ è poi ottenibile dall'equazione di Poisson, mediante una semplice derivata della distribuzione di campo elettrico.

3.1.2.1 Metodo della propagazione dell'onda di pressione (Pressure Wave Propagation method, PWP) [92]

Il metodo si basa sulla propagazione di un'onda di pressione all'interno del campione. L'impulso di pressione $p(t)$ è generato da un trasduttore piezoelettrico al quale viene applicato un impulso elettrico $V_p(t)$ di breve durata, Fig. 3.3. L'onda di pressione si propaga attraverso il campione perturbando le cariche intrappolate all'interno del materiale. Il movimento microscopico delle cariche, dovuto all'impulso acustico, causa un incremento di carica $q(t)$ agli elettrodi che può essere rilevato direttamente attraverso la corrente di spostamento $i(t)$. Tale corrente è direttamente proporzionale alla distribuzione di carica spaziale $\rho(z)$ all'interno del campione.

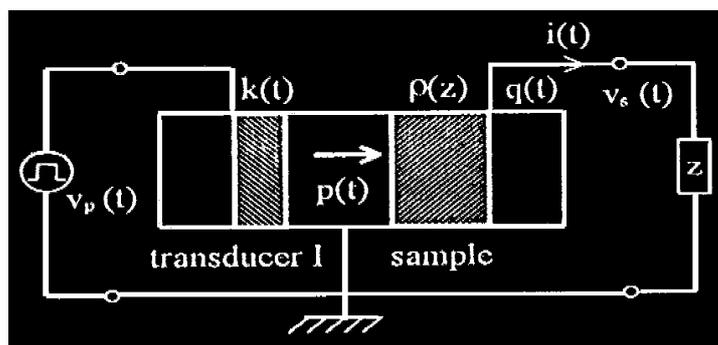


Figura 3.3

Metodo della propagazione dell'onda di pressione per la rilevazione della carica elettrica.

3.1.2.2 Metodo dell'impulso di pressione indotto dal laser (Laser Induced Pressure Pulse method, LIPP) [93]

Il metodo LIPP è del tutto analogo a quello della propagazione dell'onda di pressione, PWP, precedentemente descritto. In questo caso un impulso laser ad alta intensità è sparato su un bersaglio posto sul lato del campione. Il bersaglio assorbe l'energia del Laser e la rapida espansione che ne consegue produce il breve, ma intenso, impulso di pressione $p(t)$ nel dielettrico, Fig. 3.4.

La regione compressa, molto stretta, viaggia attraverso il campione e induce la variazione della carica sugli elettrodi $q(t)$ e di conseguenza la comparsa della corrente $i(t)$ nel circuito esterno. Rispetto al metodo precedente il vantaggio del LIPP è di permettere impulsi di pressione con fronti di salita più ripidi che fanno aumentare la risoluzione spaziale del sistema. Quando la larghezza della regione compressa è sufficientemente piccola il profilo della corrente di risposta è direttamente proporzionale alla distribuzione della carica, compresa quella sugli elettrodi.

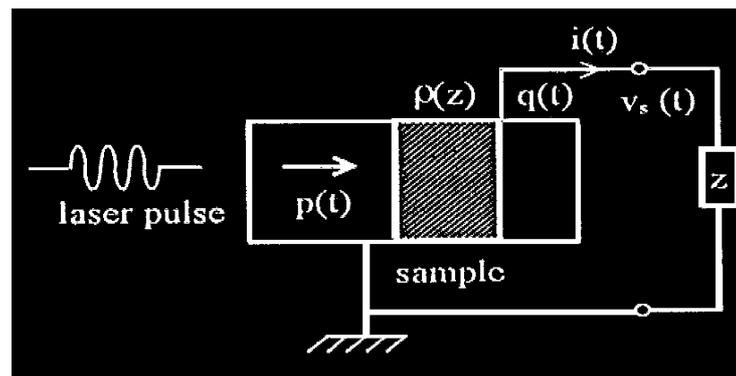


Figura 3.4

Metodo della propagazione dell'onda di pressione indotta dal laser per la rilevazione della carica elettrica.

Valori tipici per le caratteristiche dell'impulso laser utilizzato sono: durata 70ps ed energia compresa tra 1 e 10mJ per un'area di 0.1 cm².

3.1.2.3 Metodo del Piezo/Piezo trasduttore [94]

Nel metodo del Piezo/Piezo trasduttore, su entrambi i lati del campione viene posto un elemento piezoelettrico. L'onda acustica è indotta nel campione dal primo trasduttore piezoelettrico che, analogamente a quanto avviene nel metodo PWP, agisce come generatore dell'impulso acustico, $p(t)$. L'impulso così generato si propaga attraverso il campione perturbando le cariche intrappolate. Il conseguente movimento microscopico delle cariche fissate nel reticolo molecolare genera, a sua volta, onde acustiche che vengono rilevate dal secondo

trasduttore piezoelettrico e trasformato in un segnale di tensione rilevabile, $v_s(t)$, Fig. 3.5. Tale segnale risulta proporzionale alla distribuzione di carica spaziale $\rho(z)$.

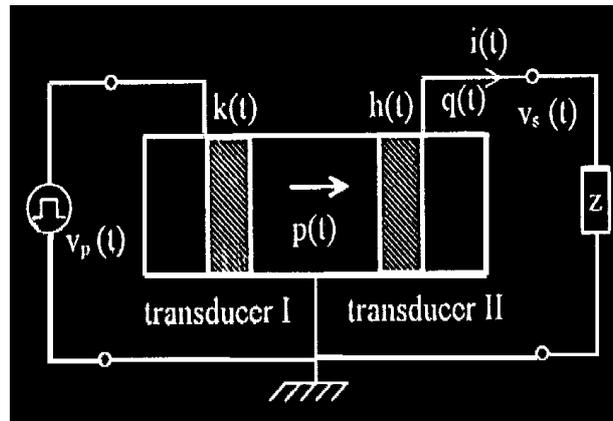


Figura 3.5

Metodo del Piezo/Piezo trasduttore per la rilevazione della carica elettrica.

3.1.2.4 Metodo dell'impulso elettroacustico (Pulsed ElectroAcoustic method, PEA) o metodo dell'onda acustica elettricamente stimolata (Electrically Stimulated Acoustic Wave, ESAW) [95]

Questa tecnica è stata sviluppata a partire dal metodo del Piezo/Piezo trasduttore abbandonando l'uso del primo trasduttore. In questo caso l'onda acustica viene generata all'interno del campione dalle cariche spaziali presenti, sollecitate da una perturbazione elettrica (sfruttando la forza coulombiana agente sulla carica). L'onda di pressione, così generata, viene poi rilevata dall'unico trasduttore piezoelettrico presente, che la trasforma in una tensione (Fig. 3.6).

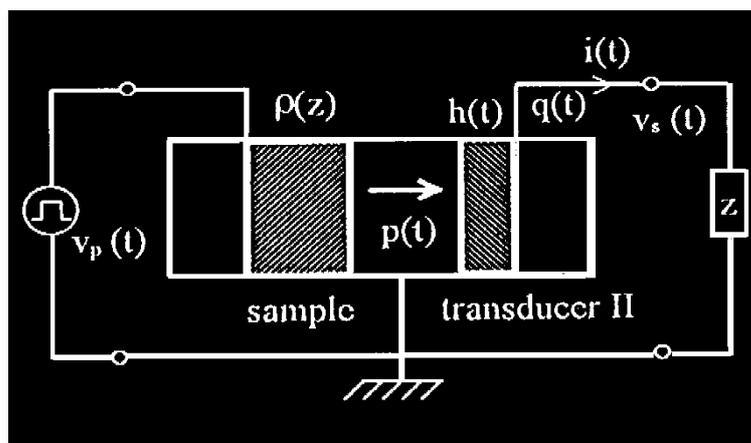


Figura 3.6

Metodo dell'impulso elettroacustico per la rilevazione della carica elettrica.

Il principale vantaggio del PEA, rispetto ai metodi precedentemente descritti, sta nel fatto che il circuito di alta tensione e quello di rilevazione dell'onda di pressione sono elettricamente separati, grazie al collegamento a terra dell'elettrodo posto tra campione e trasduttore (Fig. 3.6). In queste condizioni, anche in caso di scarica dielettrica, l'elettrodo di terra può fornire una protezione all'amplificatore e all'oscilloscopio posti in uscita al piezoelettrico. Questa è la ragione per cui il PEA è ritenuto il metodo più sicuro per lo studio di campioni sottoposti ad alti valori di tensione.

Inizialmente per il campo elettrico di eccitazione era stata utilizzata una forma d'onda sinusoidale, ma ciò non rendeva possibile la misura del profilo di carica spaziale nei dielettrici. Successivamente, la forma d'onda sinusoidale fu sostituita con un impulso elettrico di breve durata.

Fino al 1988 potevano essere provati solamente campioni di forma laminare. In seguito, una nuova famiglia di trasduttori piezoelettrici basati su film di polivinilidene fluoruro (PVDF) ha reso possibile applicare il metodo PEA anche a cavi coassiali [24 e 24]; tali traduttori presentano, infatti, un alto livello di piezoattività, un'ampia banda passante, una bassa impedenza acustica e sono fisicamente flessibili, facilmente modellabili e con un costo relativamente basso.

Lo sviluppo che i sistemi per l'analisi della distribuzione di carica all'interno del materiale polimerico hanno subito negli ultimi anni, ha permesso a tali sistemi di raggiungere lo stadio della effettiva utilizzazione pratica nell'analisi dei materiali, non solo per scopi accademici ma anche per utilizzazioni di tipo industriale.

In particolare il PEA (o ESAW) sembra uno dei più promettenti tra questi sistemi.

3.2 Aspetti teorici del metodo PEA [94 e 98]

Il metodo dell'impulso elettroacustico (PEA, dall'inglese Pulsed Electro-Acoustic method) è una tecnica non distruttiva per la misura, in materiali isolanti solidi sottoposti ad una tensione, della distribuzione unidimensionale della densità di carica netta e della sua evoluzione nel tempo. Le informazioni ottenute sono relative alla distribuzione della carica nella sola direzione perpendicolare agli elettrodi (che sarà, in seguito, indicata come direzione z) mentre nelle altre due direzioni le grandezze interessate devono essere supposte costanti.

Questa tecnica, sviluppata in Giappone negli anni '80 dal Prof. Takada, ha subito negli anni una notevole evoluzione ed attualmente si è affermata come una delle più utilizzate in questo tipo di ricerca [96 e 97].

Il principio su cui si basa la misura è assai semplice. Un campione piano di materiale isolante viene posto tra due elettrodi, uno dei quali (solitamente quello inferiore, B, che funge anche da elettrodo di terra) costituisce una linea di ritardo acustica a basse perdite, terminante con un trasduttore piezoelettrico (ad esempio PVDF). L'elettrodo superiore, A, permette la simultanea applicazione di una tensione DC di prova e di un impulso di tensione (Fig. 3.7).

Quando l'impulso di tensione viene applicato all'elettrodo superiore, nel campione si genera un corrispondente impulso di campo elettrico $e_p(t)$. Ovviamente, si assume che tale impulso sia istantaneo in tutto il provino; infatti, dato lo spessore medio dei campioni e considerando che la variazione di campo elettrico si propaga con una velocità pari a $c/\epsilon_r\mu_r$ (dove c è la velocità della luce nel vuoto, ϵ_r e μ_r sono rispettivamente la costante dielettrica e la permeabilità magnetica relativa del materiale), si ottengono, per i normali materiali utilizzati nelle prove, tempi estremamente brevi (pochi ps).

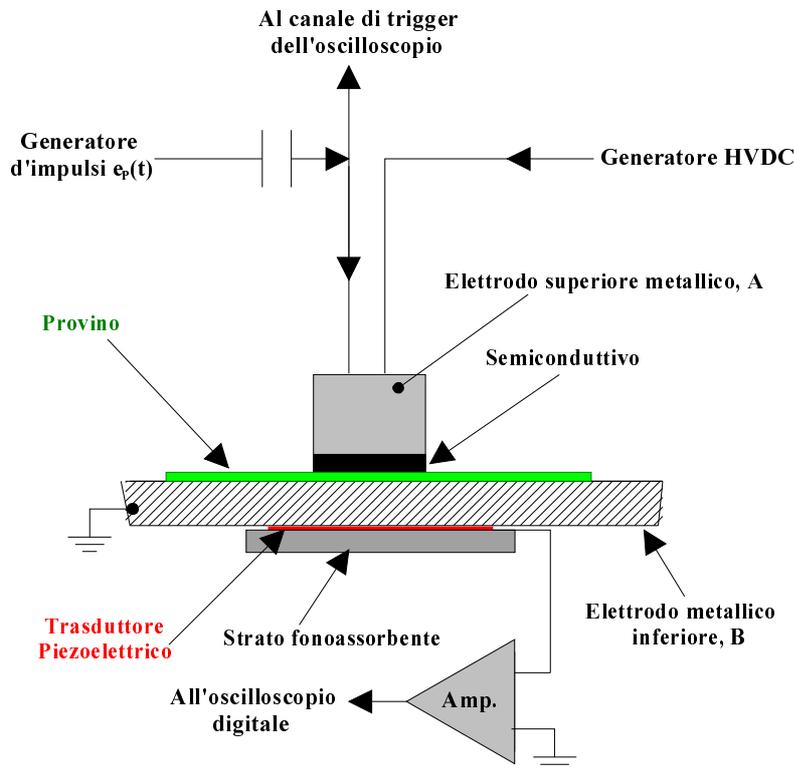


Figura 3.7

Schema della configurazione elettrodica e della dislocazione del trasduttore piezoelettrico in una cella PEA.

Il campo elettrico impulsivo $e_p(t)$ esercita una forza, anch'essa impulsiva, sulla carica presente nel provino che, per reazione, la trasmette al materiale isolante circostante, generando un istantaneo profilo di pressione il quale risulta direttamente proporzionale alla distribuzione di carica netta (Fig. 3.8).

Il profilo di pressione, così generato, tende a propagarsi nel materiale come onda acustica dividendosi in due componenti che si propagano nelle due opposte direzioni (Fig.3.9), mantenendo comunque la stessa forma del profilo originario. Se le due direzioni presentano la medesima impedenza sonica, ognuna delle due onde possiede metà ampiezza del profilo originario.

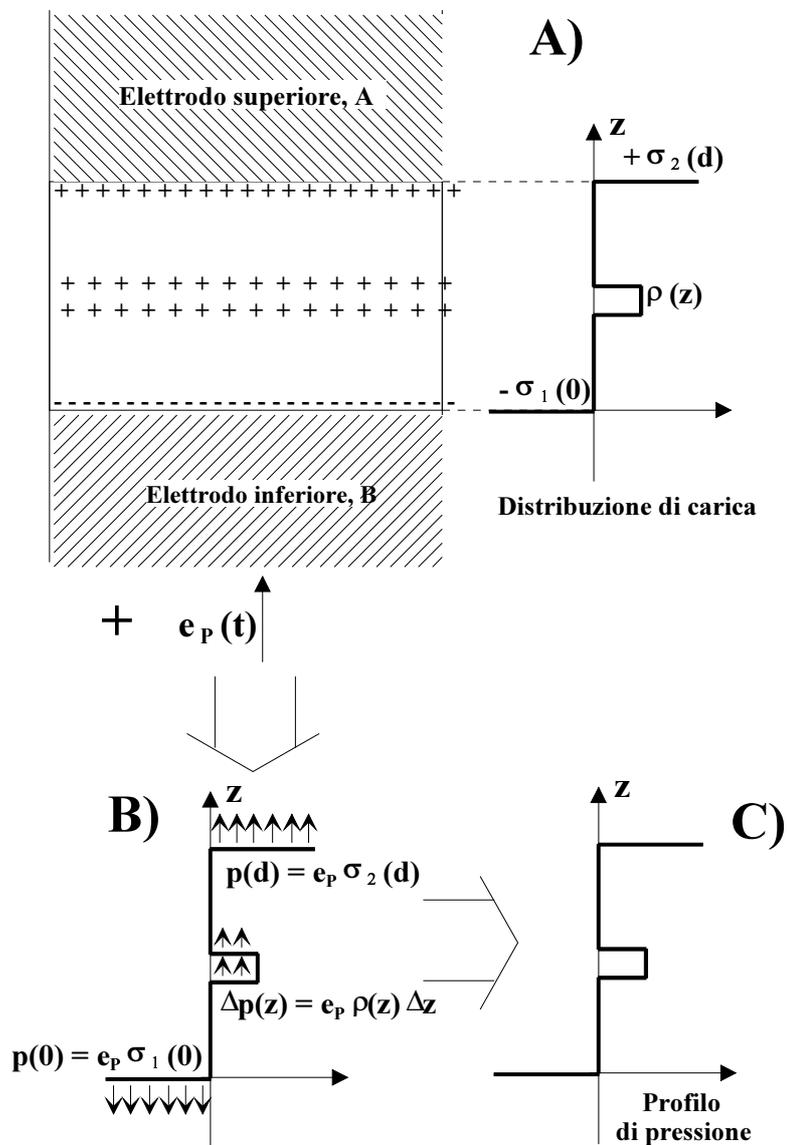


Figura 3.8

Schema di principio della formazione del profilo istantaneo di pressione a seguito dell'applicazione di un impulso di campo elettrico $e_p(t)$ tra gli elettrodi. A) Rappresentazione della distribuzione di carica all'interno del provino ($\rho(z)$ è la densità di carica, $\sigma_1(0)$ e $\sigma_2(d)$ sono le densità di carica superficiali agli elettrodi). B) Azione dell'impulso di campo che agendo

sulle cariche dà origine ad uno sforzo meccanico, il quale provoca la nascita del profilo istantaneo di pressione, C).

Le due onde di pressione si propagano attraverso il materiale isolante e attraverso gli elettrodi. L'onda propagantesi nella direzione dell'elettrodo inferiore arriva quindi al trasduttore piezoelettrico (Fig. 3.7) dove viene trasformata in una tensione proporzionale.

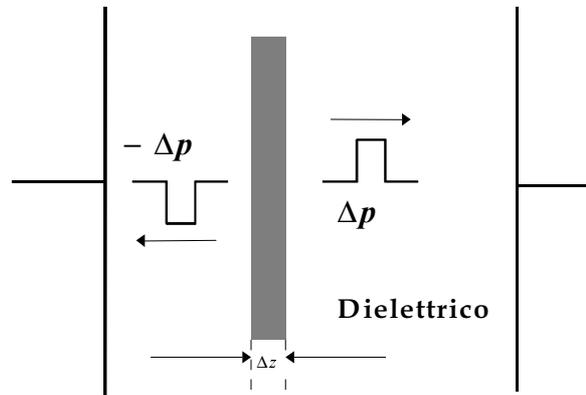


Figura 3.9

Propagazione delle due componenti dell'onda di pressione nelle due direzioni opposte. Una delle due componenti corrisponde ad una compressione mentre l'altra corrisponde ad una "tensione" del materiale.

Il segnale di tensione così generato ed opportunamente amplificato viene visualizzato e registrato mediante un oscilloscopio digitale. La traccia di tensione ottenuta in funzione del tempo è una misura del profilo dell'onda di pressione, che è a sua volta proporzionale alla distribuzione unidimensionale della densità di carica netta nel campione.

Opportunamente calibrato, il sistema è quindi in grado di fornire qualitativamente e quantitativamente la distribuzione di carica spaziale all'interno del campione esaminato.

Nella Fig. 3.7 si può notare che al di sotto del trasduttore piezoelettrico è posto uno strato di materiale fonoassorbente. Questo strato impedisce l'eventuale riflessione dell'onda di pressione dopo l'attraversamento del piezoelettrico, che potrebbe introdurre dei disturbi nella generazione del segnale. Analogo scopo ha anche lo strato semiconduttivo posto tra il campione e l'elettrodo metallico superiore.

3.2.1 Formazione dell'onda acustica

La generazione dell'onda di pressione da parte di una carica inglobata nel materiale in seguito alla sollecitazione dell'impulso elettrico non è, in realtà, un processo completamente chiaro. Assumendo una carica come intrappolata nel materiale (assunzione accettabile per la carica

all'interno di un materiale isolante, in considerazione della sua bassa mobilità), essa può essere trattata classicamente come una particella in una buca parabolica locale di potenziale.

L'equazione del moto di una generica particella in una buca di potenziale, sollecitata da un campo elettrico (Fig. 3.10), è:

$$\partial^2 \theta / \partial t^2 = -k(\theta - \xi) / m + E_z(t)q / m \quad (3.4)$$

dove θ è lo spostamento della carica nella direzione del campo elettrico applicato E_z (considerato parallelo all'asse z), ξ è la deformazione del materiale di permittività ϵ_r (sia θ sia ξ sono riferite alla posizione di equilibrio, Fig. 3.10), m è la massa della carica intrappolata, q , e k è la costante di forza dovuta alla buca di potenziale (maggiore è la profondità della buca e maggiore è k).

La reazione alla forza di ristabilizzazione agisce sull'isolante che contiene la buca di potenziale (Fig. 3.10). Per un materiale elastico, omogeneo ed isotropo l'equazione del moto in una dimensione è un'equazione d'onda con un termine forzante:

$$\partial^2 \xi / \partial t^2 = c_{SA}^2 \partial^2 \xi / \partial z^2 + k(\theta - \xi)N(z) / D \quad (3.5)$$

dove c_{SA} è la velocità del suono nel materiale, $N(z)$ è la densità di carica intrappolata e D è la densità del materiale.

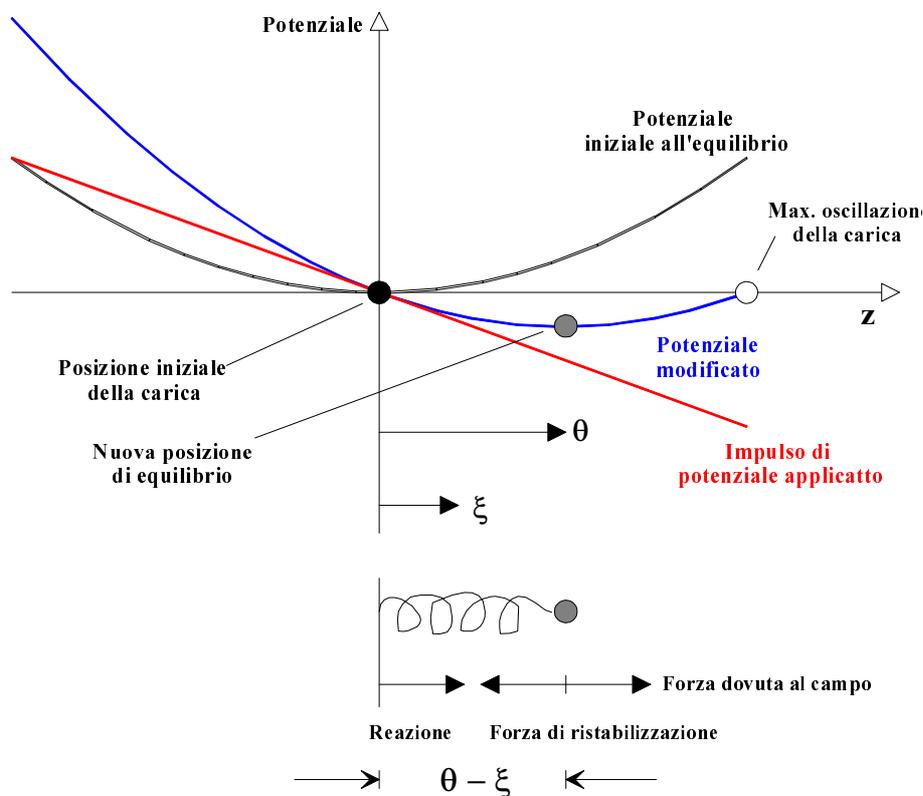


Figura 3.10

Diagramma schematico che mostra una carica intrappolata (particella nera) posizionata sul fondo della buca di potenziale parabolica locale. L'impulso del campo elettrico applicato è un gradiente di potenziale lineare che modifica l'andamento del potenziale. La carica oscilla

attorno al centro del potenziale modificato e la reazione alla forza di ristabilizzazione media è uguale alla forza dovuta al campo.

La forza, $T(z, t)$, che si genera nel materiale (e provoca l'onda di pressione) è una funzione della deformazione ξ e, in accordo con la legge di Hooke, è data da:

$$T(z, t) = -Y \partial \xi(z, t) / \partial z \quad (3.6)$$

dove Y è il modulo di Young. Analisi sperimentali, condotte sui materiali isolanti più comunemente utilizzati, hanno mostrato che il massimo stress prodotto all'interno del campione, nelle condizioni limite di misura, è di diversi ordini di grandezza inferiore alla corrispondente tensione di cedimento; ciò giustifica l'assunzione di linearità acustica dei campioni.

L'equazione dell'onda acustica (o onda di pressione) nel materiale può essere calcolata, in termini di deformazione o in termini di forza, utilizzando le equazioni (3.4) – (3.6). In linea di principio una soluzione analitica di questo problema potrebbe essere ottenuta, mediante le suddette equazioni, per un qualunque impulso di campo applicato e per una qualunque distribuzione di carica.

Simulazioni effettuate a partire dalle equazioni appena descritte hanno mostrato che il profilo di pressione che si genera nel materiale è composto da due componenti: la principale che ricalca l'andamento della carica ed una secondaria oscillante sovrapposta alla prima. Quest'ultima componente è dovuta all'oscillazione della carica sul fondo della buca di potenziale modificata (Fig. 3.10) e la sua importanza dipende dal rapporto fra il tempo di oscillazione attorno al punto di equilibrio e la durata dell'impulso elettrico forzante. In realtà, si è però osservato che, essendo la frequenza di oscillazione molto alta, questa componente è filtrata dal sistema, che funge appunto da filtro passa basso.

La soluzione analitica delle equazioni (3.4) e (3.5) conferma che l'onda di pressione, $T(z, t)$, consiste di due componenti che si propagano in direzioni opposte con velocità c_{SA} . Per un dato tempo t , il profilo di entrambe le componenti segue quello della distribuzione di carica originale $\rho(z)$ spostata di una distanza $\pm c_{SA}t$. L'ampiezza delle due componenti è pari alla metà dell'ampiezza del profilo di pressione originario.

3.2.2 Propagazione dell'onda di pressione

Si consideri un campione di materiale isolante di spessore d sollecitato da una tensione continua V_{DC} . Se all'interno del materiale esiste una distribuzione di carica spaziale la carica

superficiale indotta sugli elettrodi σ_1 e σ_2 (Fig. 3.11) è la somma di due componenti: la carica indotta dal campo laplaciano V_{DC}/d e quella indotta dalla carica spaziale. Si ha quindi:

$$\sigma_1 = \varepsilon E_{DC} - \int_0^d \frac{d-z}{d} \rho(z) dz \quad (3.7)$$

$$\sigma_2 = -\varepsilon E_{DC} - \int_0^d \frac{z}{d} \rho(z) dz \quad (3.8)$$

dove E_{DC} è il campo elettrico laplaciano applicato, ε è la costante dielettrica del materiale indeformato (cioè in assenza di impulso di campo elettrico) e $\rho(z)$ è la distribuzione di carica spaziale.

La presenza di una carica spaziale non nulla comporta anche la deformazione del campo elettrico che non sarà più costante all'interno del materiale (E_{DC}) ma sarà una funzione della coordinata z , legata alla distribuzione $\rho(z)$ mediante l'equazione di Poisson:

$$\frac{dE(z)}{dz} = \frac{\rho(z)}{\varepsilon} \quad (3.9)$$

dove tutte le grandezze hanno il significato precedentemente introdotto.

Il valore del campo elettrico agli elettrodi A e B, E_2 ed E_1 (Fig. 3.11), può essere calcolato mediante le densità di carica σ_1 e σ_2 sfruttando le relazioni:

$$\sigma_1 = \varepsilon E_1 \quad (3.10a)$$

$$\sigma_2 = -\varepsilon E_2 \quad (3.10b)$$

Con riferimento alla Fig. 3.11, le forze per unità di superficie esercitate dal campo elettrico sulle cariche presenti nel campione, comprese quelle superficiali sugli elettrodi, possono essere espresse dalle relazioni:

$$f_1 = \frac{1}{2} \sigma_1 E_1 = \frac{1}{2} \varepsilon E_1^2 \quad (3.11a)$$

$$f_2 = \frac{1}{2} \sigma_2 E_2 = -\frac{1}{2} \varepsilon E_2^2 \quad (3.11b)$$

$$\Delta f_3(z) = \rho(z) \Delta z E(z) \quad (3.11c)$$

dove $\Delta f_3(z)$ è la forza agente su di un sottile strato Δz di carica spaziale $\rho(z)$ nella generica posizione z .

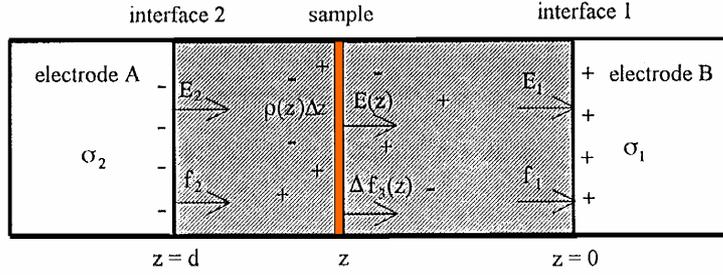


Figura 3.11

Rappresentazione schematica del campione posizionato tra i due elettrodi. Nella figura sono evidenziate le forze f_1 , f_2 e $\Delta f_3(z)$ agenti sulle cariche superficiali e su uno strato di carica elettrica all'interno del campione.

L'applicazione dell'impulso di campo elettrico $e_p(t)$, di durata Δt , provocando la temporanea deformazione (costante in tutto il campione) del campo elettrico, induce una variazione temporanea anche nelle forze applicate alle cariche. Il campo agente sulle cariche può essere espresso dalla relazione:

$$E(z, t) = E(z) + e_p(t) \quad (3.12)$$

dove il campo elettrico risultante, funzione del tempo e della posizione, è dato dalla somma di un termine dipendente solo dalla posizione (il campo poissoniano) e da un termine dipendente solo dal tempo (il campo legato all'impulso di tensione).

In generale si assume che la distribuzione di carica elettrica non sia influenzata dall'impulso di campo elettrico applicato al campione. L'impulso dà luogo, infatti, ad una componente di campo elettrico di ordini di grandezza inferiore rispetto a quella dovuta alla tensione continua applicata.

In queste condizioni, sostituendo la (3.12) nelle (3.11) è possibile ottenere le forze agenti sulle cariche al tempo $t=0$ in cui si suppone applicato l'impulso. Trascurando la componente dovuta al campo elettrico poissoniano, la quale, essendo una condizione di regime, non fornisce contributo al segnale di pressione utile per il PEA, si ottiene che la forza conseguente all'impulso $e_p(t)$ è data da:

$$f_1(t) = \sigma_1 e_p(t) + \frac{1}{2} \epsilon e_p^2(t) \quad (3.13a)$$

$$f_2(t) = \sigma_2 e_p(t) - \frac{1}{2} \epsilon e_p^2(t) \quad (3.13b)$$

$$\Delta f_3(z, t) = \rho(z) \Delta z e_p(t) \quad (3.13c)$$

Come descritto nel paragrafo precedente l'azione delle forze $f_1(t)$, $f_2(t)$ e $\Delta f_3(z, t)$ causa un leggero spostamento delle cariche superficiali σ_1 e σ_2 e della carica spaziale $\rho(z)$ che è all'origine della propagazione dell'onda acustica. Quest'ultima è costituita da due componenti, aventi la

medesima forma dell'impulso e ampiezza dimezzata, che si propagano in direzioni opposte con velocità, c_{SA} , dipendente dal mezzo.

Con riferimento alla Fig. 3.12 e prendendo in considerazione il solito strato di carica in posizione generica, la componente dell'onda di pressione che si propaga verso la posizione $z = 0$, cioè verso l'elettrodo inferiore oltre il quale è posizionato il trasduttore, è data da:

$$\Delta p_3(z, t) = \frac{1}{2} \rho(z) \Delta z e_p \left(t - \frac{z}{c_{SA}} \right) . \quad (3.14)$$

Ponendo $z = c_{SA} \tau$ (dove c_{SA} è la velocità di propagazione dell'onda di pressione nel mezzo, considerata costante e $\tau = z/c_{SA}$ è, quindi, il tempo necessario alla componente dell'onda acustica che si propaga da una generica posizione z per raggiungere la posizione $z = 0$) si può scrivere:

$$\rho(z) = \rho(c_{SA} \tau) = r(\tau) . \quad (3.15)$$

Conseguentemente, l'onda acustica risultante, dovuta a tutta la densità di carica interna $r(\tau)$, è espressa come:

$$p_3(t) = \frac{1}{2} c_{SA} \int_0^t r(\tau) e_p(t - \tau) d\tau \quad (3.16)$$

che è l'integrale delle onde impulsive che raggiungono la posizione $z = 0$ al rispettivo tempo τ (Fig. 3.12).

Come mostrato in Fig. 3.12 all'onda acustica $p_3(t)$, dovuta alla distribuzione interna di carica, si sommano le due onde acustiche $p_1(t)$ e $p_2(t)$ dovute alle cariche superficiali σ_1 e σ_2 e che saranno meglio definite in seguito. L'onda acustica totale $p(t)$ può, quindi, essere espressa come somma dei diversi componenti acustici appena definiti (Fig. 3.12):

$$p(t) = p_1(t) + p_2(t) + p_3(t) . \quad (3.17)$$

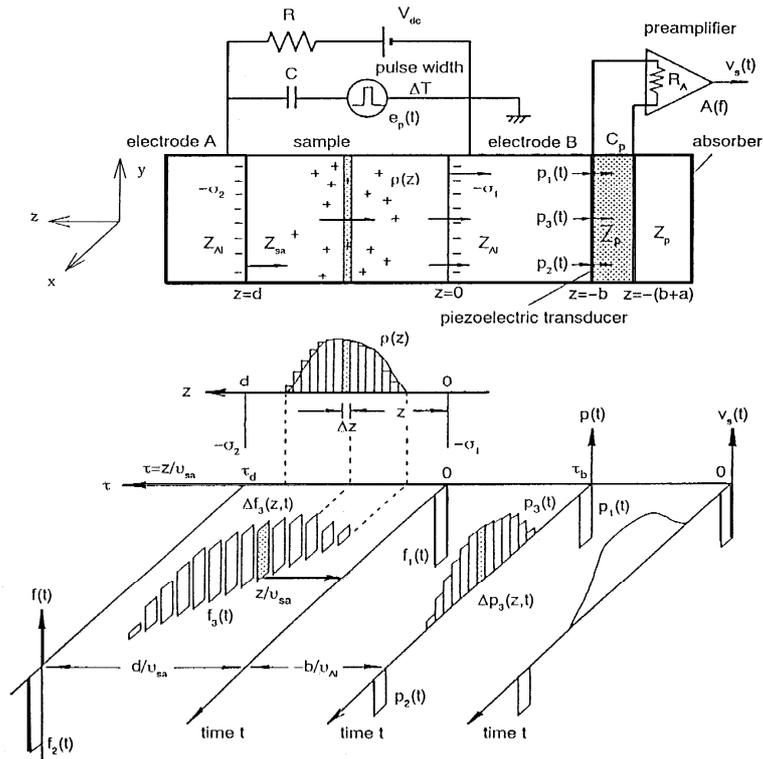


Figura 3.12

Schema della formazione e della propagazione dell'onda di pressione. Il digramma mostra: la distribuzione di carica elettrica $\rho(z)$ all'interno del campione, la forza $f(t)$ indotta dall'impulso di campo elettrico sulla carica, l'onda acustica $p(t)$ trasmessa attraverso il materiale e l'elettrodo B ed il segnale di tensione in uscita $V_s(t)$.

L'onda acustica $p(t)$ per arrivare al trasduttore piezoelettrico deve propagarsi attraverso l'elettrodo B e, soprattutto, attraverso le due interfacce campione-elettrodo B ed elettrodo B-trasduttore (Fig. 3.12 e Fig. 3.13).

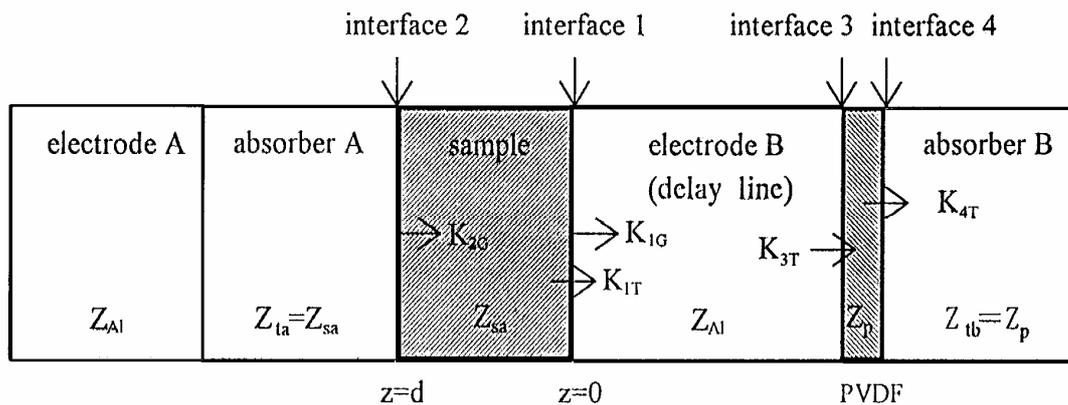


Figura 3.13

Schematizzazione della cella PEA in termini di impedenza acustica. K_{1G} , K_{2G} , K_{1T} , K_{3T} e K_{4T} sono i coefficienti di trasmissione acustica; Z_{la} è l'impedenza acustica dello strato fonoassorbente A (semiconduttivo), Z_{sa} è l'impedenza acustica del campione, Z_{AI} è l'impedenza acustica della linea di ritardo (elettrodo B in alluminio), Z_p è l'impedenza acustica del trasduttore e Z_{tb} è l'impedenza acustica dello strato fonoassorbente B.

Quando l'onda acustica si propaga attraverso queste interfacce è parzialmente trasmessa e parzialmente riflessa. Scegliendo in modo appropriato la lunghezza della linea di ritardo (cioè lo spessore dell'elettrodo B) si fa in modo che le riflessioni multiple dovute alle interfacce non costituiscano un disturbo sul segnale rilevato dal trasduttore (la linea di ritardo deve essere sufficientemente lunga per separare il profilo dell'onda acustica trasmessa inizialmente da ogni sua residua riflessione). Con riferimento alla Fig. 3.13 e alla (3.16) si può esprimere l'onda acustica incidente sul trasduttore (limitatamente alla parte dovuta alla carica interna) come:

$$p_3(t) = \frac{1}{2} K_{1T} K_{3T} c_{SA} \int_0^t r(\tau) e_p(t - \tau - \tau_b) d\tau \quad (3.18a)$$

dove $\tau_b = -b/c_{Al}$ è il tempo di transito attraverso la linea di ritardo, cioè attraverso l'elettrodo B (c_{Al} indica la velocità all'interno dell'elettrodo B, tipicamente in alluminio, di spessore b) e K_{1T} e K_{3T} sono i coefficienti di trasmissione acustica definiti nella Tab. 3.1.

Prendendo in considerazione i rispettivi coefficienti di trasmissione acustica (Fig. 3.13), le due componenti dell'onda di pressione relative alle cariche sugli elettrodi (Fig. 3.12) possono essere espresse come:

$$p_1(t) = K_{1G} K_{3T} \left[\sigma_1 e_p(t - \tau_b) + \varepsilon e_p^2(t - \tau_b) \right] \quad (3.18b)$$

$$p_2(t) = K_{2G} K_{1T} K_{3T} \left[\sigma_2 e_p(t - \tau_d - \tau_b) - \varepsilon e_p^2(t - \tau_d - \tau_b) \right] \quad (3.18c)$$

dove $\tau_d = d/c_{SA}$ è il tempo di transito dell'onda acustica attraverso tutto il campione e K_{1G} e K_{2G} sono i coefficienti di propagazione, nella direzione del trasduttore, delle onde acustiche formatesi agli elettrodi, definiti in Tab. 3.1.

Tabella 3.1

Definizione dei coefficienti di trasmissione acustica in termini di impedenza acustica Z dei diversi elementi in gioco (Fig.3.13).

Coefficienti di Trasmissione Acustica
$K_{1G} = Z_{Al} / (Z_{Al} + Z_{sa})$
$K_{2G} = Z_{sa} / (Z_{sa} + Z_{ta})$
$K_{1T} = 2Z_{Al} / (Z_{Al} + Z_{sa})$
$K_{3T} = 2Z_p / (Z_{Al} + Z_p)$
$K_{4T} = 2Z_{tb} / (Z_{tb} + Z_p)$

L'impedenza acustica per un dato materiale è definita dal prodotto tra la sua densità e la rispettiva velocità di propagazione del suono.

L'onda acustica totale $p(t)$ incidente sul trasduttore (Fig. 3.12) può, quindi, essere espressa come somma dei diversi componenti acustici definiti tramite le equazioni (3.18):

$$p(t) = p_1(t) + p_2(t) + p_3(t) . \quad (3.19)$$

La Fig. 3.13 mette in maggior evidenza, rispetto alla Fig. 3.7, i due strati attenuatori (*absorber*) utilizzati nel circuito. L'*absorber* B è posizionato “a valle” del trasduttore piezoelettrico per eliminare le riflessioni delle onde acustiche all'uscita dal trasduttore; per questa ragione viene scelto un materiale che presenti un'impedenza acustica simile a quella del trasduttore (spesso si usa lo stesso materiale). L'*absorber* A è adottato per evitare un'eventuale riflessione della componente dell'onda di pressione propagatasi verso l'interfaccia con l'elettrodo A; per questo motivo si sceglie un materiale avente le stesse caratteristiche del materiale in esame (dovendo essere anche un materiale conduttore la scelta ricade su di uno strato semiconduttivo).

Da quanto appena detto e osservando le definizioni dei coefficienti di trasmissione acustica riportati in Tab. 3.1, si possono trarre le conclusioni riportate in Tab. 3.2.

Tabella 3.2
Considerazioni sul valore dei coefficienti di trasmissione acustica.

Coefficienti di Trasmissione Acustica
$K_{1G} = \frac{1}{2} K_{1T}$
$K_{2G} = \frac{1}{2}$
$K_{1T} = \frac{2Z_{AI}}{(Z_{AI} + Z_{sa})}$
$K_{3T} = \frac{2Z_p}{(Z_{AI} + Z_p)}$
$K_{4T} = 1$

Confrontando quanto riportato in Tab. 3.2 con i coefficienti delle (3.18) si può osservare che tutte le espressioni sono riconducibili al medesimo coefficiente: $\frac{1}{2} K_{1T} K_{3T}$.

Questo significa che, a partire dal profilo iniziale di pressione, l'onda acustica che si propaga nella direzione del trasduttore subisce la stessa attenuazione qualunque sia il punto in cui si origina (ovviamente questo vale non considerando l'attenuazione e la deformazione introdotta nell'attraversamento del materiale stesso, ma prendendo in considerazione solo le interfacce).

Sulla base di quanto detto, la relazione (3.19) può essere esplicitata nella seguente forma:

$$p(t) = \frac{1}{2} K_{1T} K_{3T} \left[\sigma_1 e_p(t - \tau_b) + \sigma_2 e_p(t - \tau_d - \tau_b) + c_{SA} \int_0^t r(\tau) e_p(t - \tau - \tau_b) d\tau \right] \quad (3.20)$$

dove i termini contenenti $e_p^2(t)$, presenti nelle (3.18b e c), sono stati trascurati perché molto inferiore agli altri addendi presenti.

Questa onda di pressione, sollecitando il piezoelettrico, produce un segnale di tensione ad essa proporzionale.

3.2.3 Segnale di uscita dal trasduttore piezoelettrico

Si definisce piezoelettricità la proprietà di alcune sostanze cristalline (ad es. quarzo e tormalina) di manifestare una separazione di carica (che si accumula sulle due superfici opposte) quando vengono sottoposte a deformazione elastica.

Quando l'onda acustica $p(t)$ descritta dalla (3.20) si propaga attraverso il trasduttore, sulla superficie di quest'ultimo è indotta, per effetto piezoelettrico, una carica $q(t)$. Si può esprimere approssimativamente questa carica come:

$$q(t) = d_c p(t) S \quad (3.21)$$

dove d_c è la costante piezoelettrica di sforzo e S è l'area del trasduttore. La differenza di potenziale elettrico tra le due superfici del trasduttore è quindi:

$$v_{PVDF}(t) = \frac{q(t)}{C_P} \quad (3.22)$$

dove C_P è la capacità statica del trasduttore, data da $\epsilon_{PVDF} S/a$, con a corrispondente allo spessore del trasduttore e ϵ_{PVDF} costante dielettrica del piezoelettrico (il pedice PVDF deriva dal nome del trasduttore abitualmente utilizzato nei sistemi PEA).

Sostituendo l'equazione (3.21) nella (3.22) si ottiene:

$$v_{PVDF}(t) = \frac{d_c a}{\epsilon_{PVDF}} p(t) . \quad (3.23)$$

Come si può osservare dall'equazione sopra riportata, il segnale elettrico generato dall'onda acustica $p(t)$ è dipendente dallo spessore ed indipendente dall'area del trasduttore (supponendo, ovviamente, che tutta la superficie del trasduttore sia interessata dall'onda di pressione).

La risposta all'impulso $h(t)$ del trasduttore, cioè la sua funzione di trasferimento, è definita come un singolo impulso rettangolare di ampiezza $g = d_c a / \epsilon_{PVDF}$ e larghezza $\Delta\tau$, cioè:

$$h(t) = g[u(t) - u(t - \Delta\tau)] \quad (3.24)$$

dove $u(t)$ è la funzione gradino e $\Delta\tau = a/c_P$ (con c_P velocità acustica nel trasduttore) è il tempo di transito dell'onda acustica attraverso il trasduttore.

Il segnale di tensione in uscita dal trasduttore è quindi dato dalla convoluzione dell'onda acustica $p(t)$ con la funzione di trasferimento $h(t)$, espressa dalla seguente equazione:

$$v_{PVDF}(t) = \int_0^t h(t') p(t - t') dt' . \quad (3.25)$$

Se il tempo di transito dell'onda acustica attraverso il trasduttore, $\Delta\tau$, è molto piccolo rispetto alla più breve onda acustica, allora la funzione di trasferimento può essere considerata una funzione di Dirac e la (3.23) può essere tranquillamente utilizzata al posto della (3.25).

3.2.4 Risposta del sistema di amplificazione

Il segnale di uscita dal trasduttore $v_{PVDF}(t)$ è generalmente di ampiezza estremamente bassa e per questo motivo viene amplificato mediante uno stadio di amplificazione a basso disturbo caratterizzato da un'ampia banda di ingresso.

Il collegamento piezoelettrico-amplificatore può essere rappresentato da un circuito RC la cui costante di tempo è data dal prodotto tra la capacità statica del trasduttore C_p e la resistenza di ingresso del primo stadio di amplificazione R_I . La funzione di trasferimento che ne consegue è espressa da:

$$W(f) = \frac{j2\pi f C_p R_I}{1 + j2\pi f C_p R_I} \quad (3.26)$$

dove f è la frequenza. Il circuito RC, piezo-amplificatore, agisce come un filtro passa alto il cui punto a -3dB (frequenza di taglio) è dato da:

$$f_T = \frac{1}{2\pi C_p R_I} \quad (3.27)$$

Considerando un trasduttore piezoelettrico in PVDF avente uno spessore di $9\mu\text{m}$ e un diametro di 15mm , la capacità statica risulta di circa 7nF . Assumendo la resistenza di ingresso dell'amplificatore pari a $1\text{M}\Omega$, si ricava che f_T è dell'ordine delle decine di Hz. Per un trasduttore analogo ma con spessore $52\mu\text{m}$ e diametro 30mm , la capacità statica diventa circa 2nF ; considerando sempre una resistenza di ingresso di $1\text{M}\Omega$ si ricava che f_T è dell'ordine del centinaio di Hz.

Il tempo di transito dell'onda acustica attraverso un campione di XLPE con spessore pari a $100\mu\text{m}$ è di circa 50ns ; la più bassa componente di frequenza dell'onda acustica è, quindi, circa 20MHz . Poiché f_T risulta in genere molto inferiore a tale valore, si può concludere che il sistema piezo-amplificatore è in grado di trasmettere l'onda acustica.

Il segnale $v_s(t)$ in uscita dal sistema di amplificazione è quindi dato dalla relazione:

$$v_s(t) = WG v_{PVDF}(t) = WG \frac{d_c a}{\epsilon_{PVDF}} p(t) \quad (3.28)$$

dove G è il guadagno del sistema di amplificazione e W è la funzione di trasferimento del circuito piezo-amplificatore precedentemente definita. Il prodotto WG si può ritenere costante nella banda di frequenza corrispondente ai componenti armonici di $p(t)$.

Nella (3.28) si è assunta valida, per semplicità, la (3.23) che a rigore vale solo nel caso di un trasduttore ideale. L'espressione generale è, comunque, facilmente ricavabile sostituendo nella (3.28) l'espressione per $v_{PVDf}(t)$ data dalla (3.25).

Dalle relazioni (3.20) e (3.28) si può quindi concludere che il segnale di uscita dal sistema di amplificazione è direttamente proporzionale ai profili di carica spaziale e cariche superficiali presenti nel campione. Questo è, sostanzialmente, il principio su cui si basa il metodo PEA.

3.2.5 Deconvoluzione e calibrazione del segnale

A causa delle limitazioni intrinseche dei diversi componenti che costituiscono il sistema, il segnale in uscita dallo stadio di amplificazione sarà sempre più o meno distorto rispetto alla reale distribuzione di carica. Tra le cause di questa distorsione vale la pena ricordare che l'impulso elettrico di sollecitazione ha una durata breve ma non nulla e che gli amplificatori non sono ideali, in altre parole, che l'ampiezza della loro banda di frequenza non è infinita.

Ipotizzando, ad esempio, che il segnale in ingresso al sistema trasduttore-amplificatore sia un'onda quadra, quest'ultima sarà generalmente deformata come riportato in Fig. 3.14, dove è rappresentata la tipica deformazione introdotta da un filtro passa alto quale è l'accoppiamento trasduttore-amplificatore. Per eliminare questa deformazione viene solitamente utilizzato un processo di deconvoluzione numerica che, nota la funzione di trasferimento WG , permette di ricostruire il segnale reale in ingresso al sistema trasduttore-amplificatore.

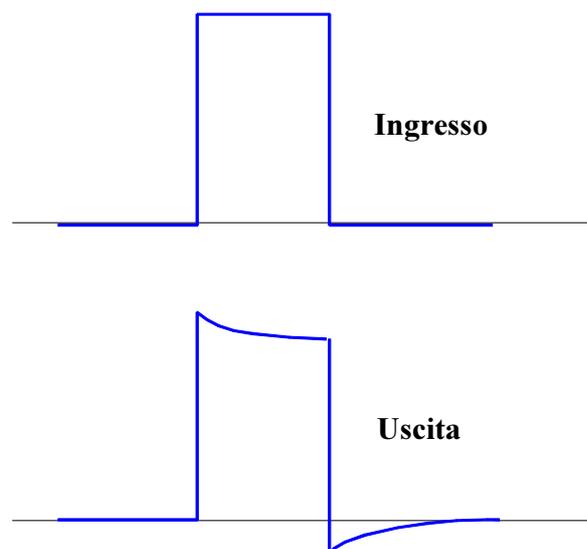


Figura 3.14

Deformazione dell'onda quadra dovuta all'accoppiamento piezoelettrico-trasduttore.

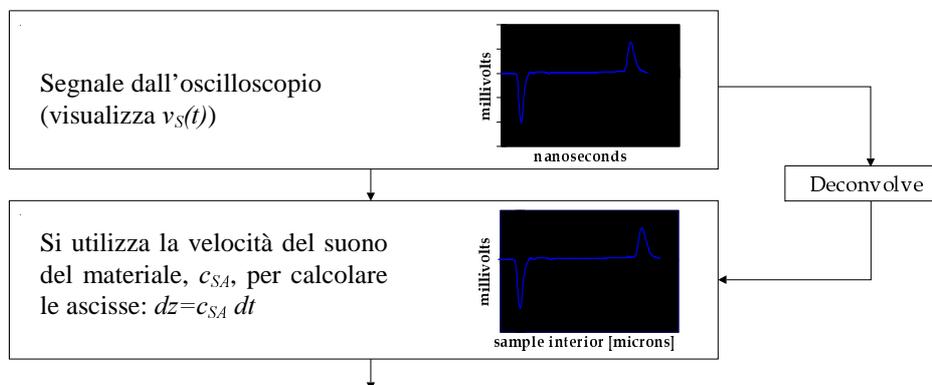
Ottenuto il segnale di tensione $v_S(t)$ a partire dalla distribuzione di carica $r(\tau)$ nel modo precedentemente descritto (il legame tra $v_S(t)$ e $r(\tau)$ è dato dalle relazioni (3.28) e (3.20)) e dopo averlo eventualmente deconvoluto per eliminare la deformazione introdotta dal sistema trasduttore-amplificatore, è necessario, per ottenere informazioni quantitative, ritrasformarlo in una densità di carica funzione della posizione nel campione. Si deve, cioè, *calibrare* il sistema (Fig.3.15).

Per fare questo esistono molti metodi [2, 10, 94, 99 e 100], ma fondamentalmente occorre ottenere una costante, detta appunto costante di calibrazione, che permetta di passare dai mV del segnale $v_S(t)$, ai C/m^3 della distribuzione di carica spaziale $r(\tau)$.

Relativamente all'asse delle ascisse, la soluzione del problema è molto semplice; infatti, nota la velocità di propagazione dell'onda di pressione nel materiale, c_{SA} , basta moltiplicare i tempi per questa velocità per ottenere la posizione nel provino (Fig. 3.15).

A questo proposito è bene osservare che il primo picco che appare nella forma d'onda funzione del tempo (Fig.3.15) corrisponde alla carica sull'elettrodo B (il più vicino al trasduttore), mentre l'ultimo corrisponde alla carica sull'elettrodo A (il più lontano dal trasduttore). La distanza fra i due picchi corrisponde allo spessore del provino. Ciò consente di verificare, noto lo spessore reale, la velocità c_{SA} utilizzata per i calcoli.

Si noti che il secondo picco (quello corrispondente all'elettrodo A) al contrario del primo (generato sull'elettrodo B) deve attraversare tutto il campione prima di raggiungere la linea di ritardo a basse perdite costituita dall'elettrodo B. Per questo motivo esso appare più deformato (più basso e largo): esso subisce, infatti, delle "perdite" nell'attraversamento del materiale. In seguito questo problema sarà trattato più dettagliatamente.



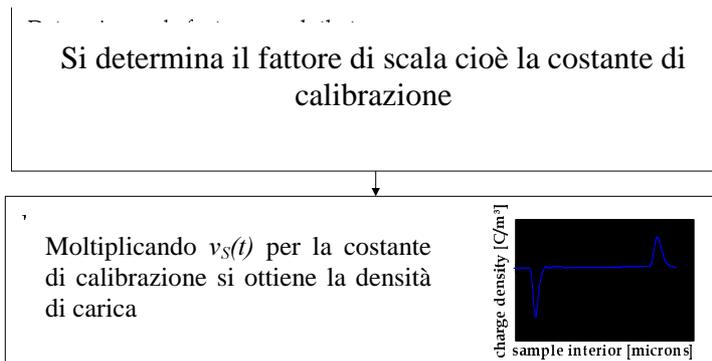


Figura 3.15

Schema di principio della calibrazione.

3.2.6 Importanza dello spessore del trasduttore e della durata dell'impulso elettrico

In letteratura sono riportate delle interessanti simulazioni che mostrano efficacemente l'effetto della durata dell'impulso elettrico e dello spessore del trasduttore sul segnale di uscita [94].

Nella Fig. 3.16, ad esempio, sono riportati i risultati di una di queste simulazioni. Nella figura (a) è riportata la distribuzione di carica utilizzata per la simulazione. In essa è supposto che la carica spaziale sia allocata in posizione centrale nel dielettrico e che questa induca sugli elettrodi le cariche superficiali σ_1 e σ_2 (si considera nulla la tensione applicata). Nel caso specifico è stato preso in considerazione uno spessore del campione tale per cui il tempo T impiegato dall'onda di pressione per attraversarlo completamente (da un elettrodo all'altro) risulta di 1200 ns.

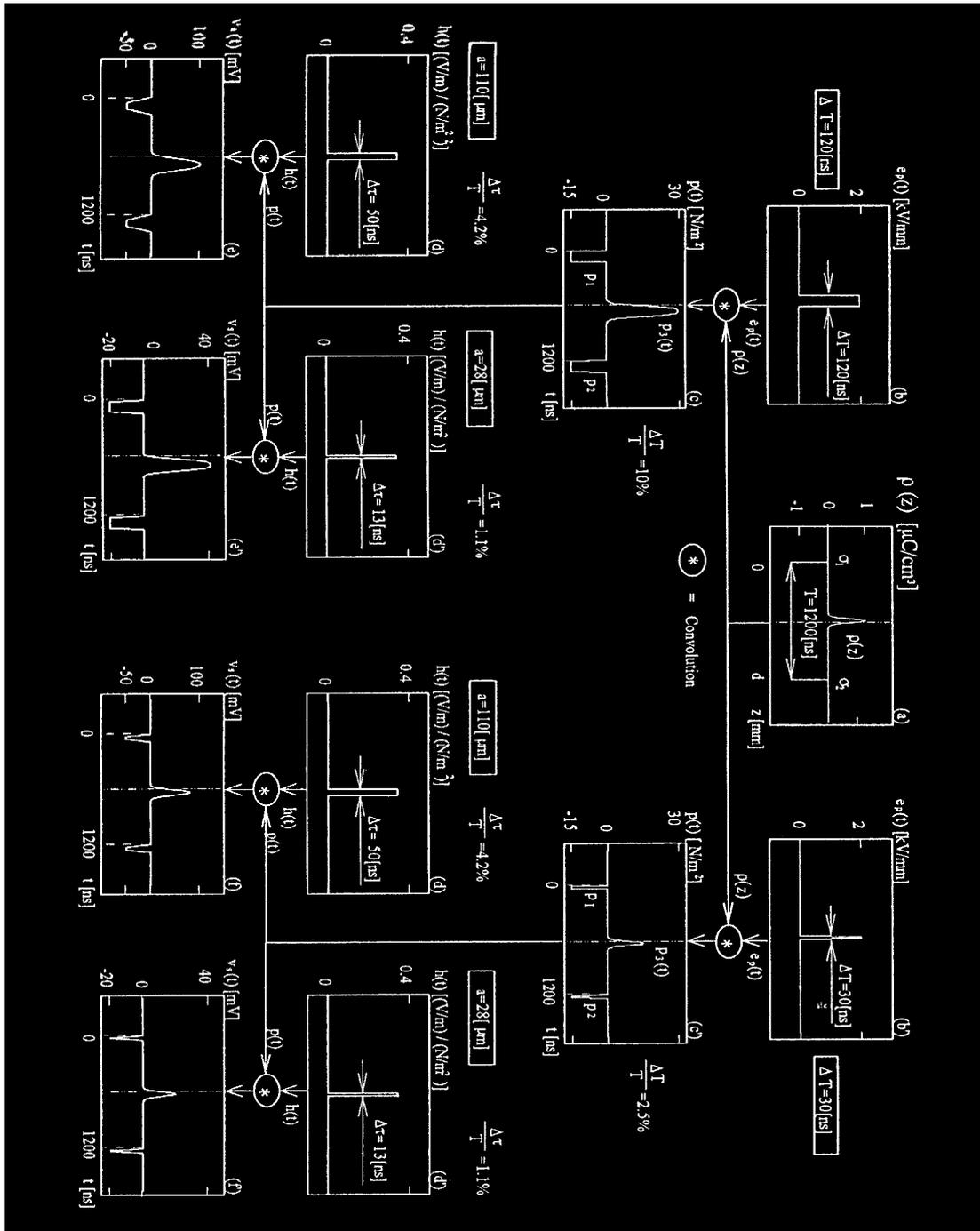


Figura 3.16

Simulazione del metodo dell'impulso elettroacustico con carica spaziale disposta centralmente nel dielettrico.

Combinando questa distribuzione con due diversi impulsi elettrici $e_p(t)$, schematizzati nelle figure (b) e (b'), idealmente supposti perfettamente rettangolari e di durata ΔT , rispettivamente pari a 120 ns e 30 ns, si ottiene il profilo di pressione $p(t)$ che si genererebbe all'interno del materiale. Le figure (c) e (c') riportano gli andamenti di pressione relativi ai due diversi impulsi. Confrontando tali figure si può osservare che i due impulsi elettrici danno origine ad impulsi di

pressione relativi alle cariche superficiali sugli elettrodi, p_1 e p_2 , aventi profilo rettangolare di pari ampiezza ma con larghezze proporzionali alla rispettiva durata ΔT . L'impulso di pressione $p_3(t)$, legato alla carica spaziale disposta centralmente, invece, ha una maggior ampiezza nel caso in cui la durata dell'impulso di campo elettrico è di 120ns, rispetto al caso in cui è 30ns. Nel primo caso, per contro, si nota un maggiore spostamento del picco rispetto alla posizione centrale reale.

Nelle figure (d) e (d') sono riportate le funzioni di trasferimento teoriche $h(t)$ di due trasduttori aventi spessore rispettivamente di 110 μm e di 28 μm . Combinando tali andamenti con quelli dell'onda di pressione $p(t)$ si ottiene la tensione di uscita $v_s(t)$ (si assume in questo caso nulla qualunque distorsione dovuta alla non idealità dello stadio di amplificazione o al transito dell'onda nel materiale) che rappresenta il segnale utile del PEA. Combinando i due impulsi elettrici e i due spessori di trasduttore si ottengono quattro possibili segnali: (e), (e'), (f) ed (f').

Confrontando le quattro figure così ottenute con la distribuzione originaria di carica (a), si osserva che il risultato migliore, relativamente alla proporzionalità tra segnale di uscita e andamento della carica, è quello del caso in cui all'impulso di durata minore è accoppiato il trasduttore di spessore minore (f').

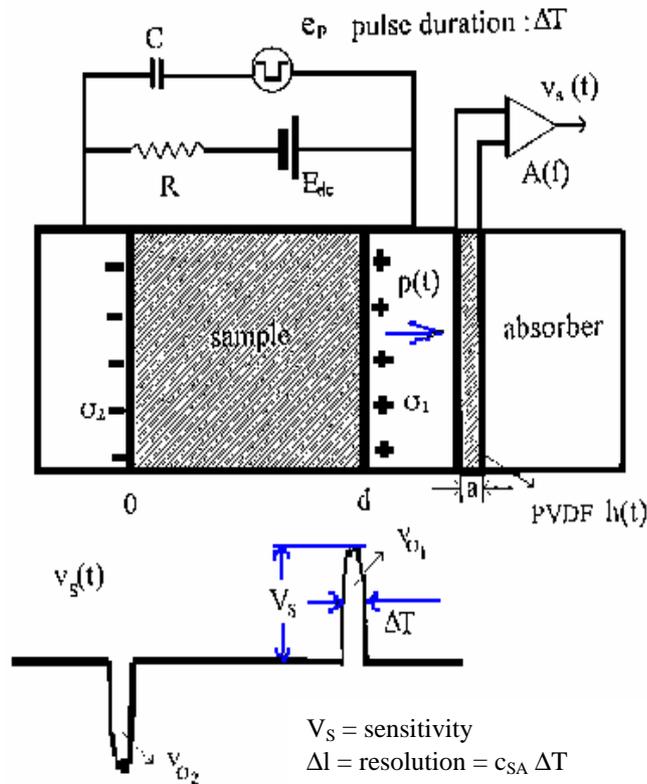


Figura 3.17
Definizione di sensibilità e risoluzione del sistema di misura.

La simulazione appena riportata mostra che la distorsione del segnale misurato, rispetto al reale profilo di carica spaziale, aumenta all'aumentare della durata dell'impulso elettrico e dello spessore del trasduttore utilizzati. Per contro, osservando l'ampiezza del segnale di uscita nei diversi casi proposti, è immediato rendersi conto che esso aumenta di intensità aumentando la durata dell'impulso e lo spessore del trasduttore.

Generalmente nei sistemi PEA si definisce la *sensibilità* come l'ampiezza V_S in mV del segnale di uscita $v_S(t)$ e la *risoluzione spaziale*, Δl , come:

$$\Delta l = c_{SA} \Delta T \quad (3.29)$$

dove ΔT è la durata dell'impulso elettrico (misurata in corrispondenza della metà dell'ampiezza del picco) e c_{SA} è la velocità dell'onda acustica nel campione (Fig. 3.17).

Tabella 3.3

Parametri a cui sono connesse la sensibilità e la risoluzione del sistema.

PARAMETRI	Impulso elettrico		Trasduttore	Amplificatori	
	Ampiezza V_p/d	Durata ΔT	Spessore A	Guadagno G	Ampiezza Banda
Sensibilità	D↑	D↑	D↑	D↑	D↑
Risoluzione	I	D↓	D↓	I	D↑

D ⇒ dipendente

I ⇒ indipendente

↑: dir. proporzionale

↓: inv. proporzionale

Da quanto appena esposto si può affermare, quindi, che la sensibilità e la risoluzione spaziale del sistema dipendono dalle caratteristiche dell'impulso elettrico e del trasduttore piezoelettrico e precisamente che all'aumentare della durata del primo e dello spessore del secondo, aumenta la sensibilità ma diminuisce la risoluzione spaziale. La Tab. 3.3 evidenzia i parametri cui sono connesse la sensibilità e la risoluzione del sistema.

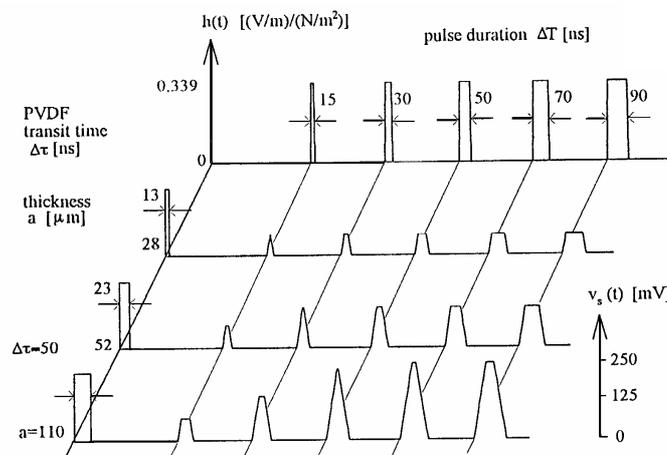


Figura 3.18

Risultati della simulazione per varie durate dell'impulso elettrico e dello spessore del trasduttore.

Oltre a permettere le considerazioni appena riportate, sull'effetto delle caratteristiche dell'impulso elettrico e del trasduttore nei confronti della sensibilità e della risoluzione spaziale del sistema, le simulazioni hanno messo in evidenza l'esistenza di combinazioni ideali tra le due caratteristiche suddette. La Fig. 3.18 mostra, ad esempio, la simulazione del segnale di uscita in funzione di cinque diverse durate di impulso (15, 30, 50, 70 e 90ns) e di tre diversi spessori del trasduttore (28, 52 e 110 μ m).

La Fig. 3.18 permette di fare alcune considerazioni molto interessanti. A parità di spessore del trasduttore, si può notare che la sensibilità aumenta all'aumentare della durata dell'impulso, ma si osserva anche che ciò non avviene indefinitamente. Considerando il caso corrispondente allo spessore di 110 μ m è evidente che la sensibilità aumenta passando dall'impulso di 15ns a quello di 50ns, ma per impulsi di durata superiore non si ha alcun miglioramento. Il segnale, infatti, mostra la stessa ampiezza ma presenta una zona piatta che giustifica la maggior larghezza. E' bene osservare, a questo proposito, che a segnali più larghi corrisponde una minore risoluzione spaziale.

Una situazione analoga a quella descritta, a parità di spessore, si riscontra anche mantenendo costante la durata dell'impulso. Considerando, infatti, un impulso di 30ns, la Fig. 3.18 mostra un aumento della sensibilità passando da 28 a 52 μ m, ma solo un allargamento del segnale passando a 110 μ m.

Osservando bene i dati della Fig. 3.18, si osserva che i limiti sopra descritti corrispondono alla condizione in cui la durata dell'impulso è pari al tempo, $\Delta\tau$, impiegato dall'onda di pressione per attraversare il trasduttore o, per meglio dire, al tempo impiegato dal fronte dell'onda per passare da una superficie all'altra del trasduttore. Ciò porta all'individuazione di coppie di valori durata-spessore ottimali, che nella Fig. 3.18 corrispondono alla diagonale passante per i picchi in cui non è presente una zona piatta (15ns-28 μ m, 30ns-52 μ m, 50ns-110 μ m). A parità di spessore se la durata dell'impulso è maggiore dell'ottimale, quindi, ci si trova a destra della diagonale: la sensibilità corrisponde a quella della diagonale, ma la presenza di una zona piatta comporta una diminuzione di risoluzione spaziale. Se invece la durata è inferiore al valore ottimale, si è quindi a sinistra della diagonale: la sensibilità risulta inferiore a quella massima possibile con quello spessore di trasduttore e la risoluzione spaziale è peggiore di quella che si avrebbe con lo spessore corrispondente alla durata dell'impulso utilizzata.

Concludendo, quindi, si può affermare che se si usa una combinazione non ottimale esiste sempre una combinazione che, a parità di sensibilità presenta, un risoluzione spaziale migliore e quindi permette migliori prestazioni del sistema.

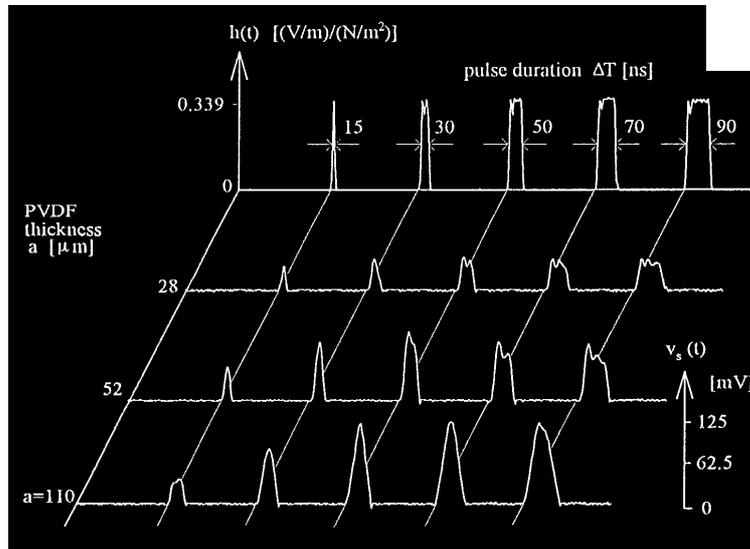


Figura 3.19

Risultati della misure effettuate con varie durate dell'impulso elettrico e dello spessore del trasduttore su campioni di HDPE.

La Fig. 3.19 riportata i risultati sperimentali relativi alla misura del segnale di uscita nelle medesime condizioni della simulazione di Fig. 3.18. Come si può osservare le considerazioni fatte sono confermate anche dalle rilevazioni reali.

Volendo aumentare la sensibilità si devono, quindi, aumentare contemporaneamente la durata dell'impulso e lo spessore del trasduttore e, analogamente, volendo migliorare la risoluzione spaziale si devono diminuire entrambe le caratteristiche. La condizione fondamentale da rispettare è che la durata dell'impulso corrisponda al tempo di transito nel trasduttore.

In Tab. 3.4 sono riportate le scelte ottimali relative alla durata dell'impulso e allo spessore del trasduttore, considerando sia la sensibilità sia la risoluzione del sistema, per diversi valori dello spessore del campione da esaminare.

Tabella 3.4

Scelte della durata dell'impulso e dello spessore del trasduttore in relazione alla richiesta di sensibilità e di risoluzione per campioni di vari spessori.

Spessore del Campione D [mm]	Durata dell'Impulso ΔT [ns]	Spessore del Trasduttore A [μm]
$0.1 < d < 0.5$	5	9
$0.5 < d < 1$	15	28
$1 < d < 2$	30	52

3.2.7 Attenuazione e dispersione dell'onda acustica

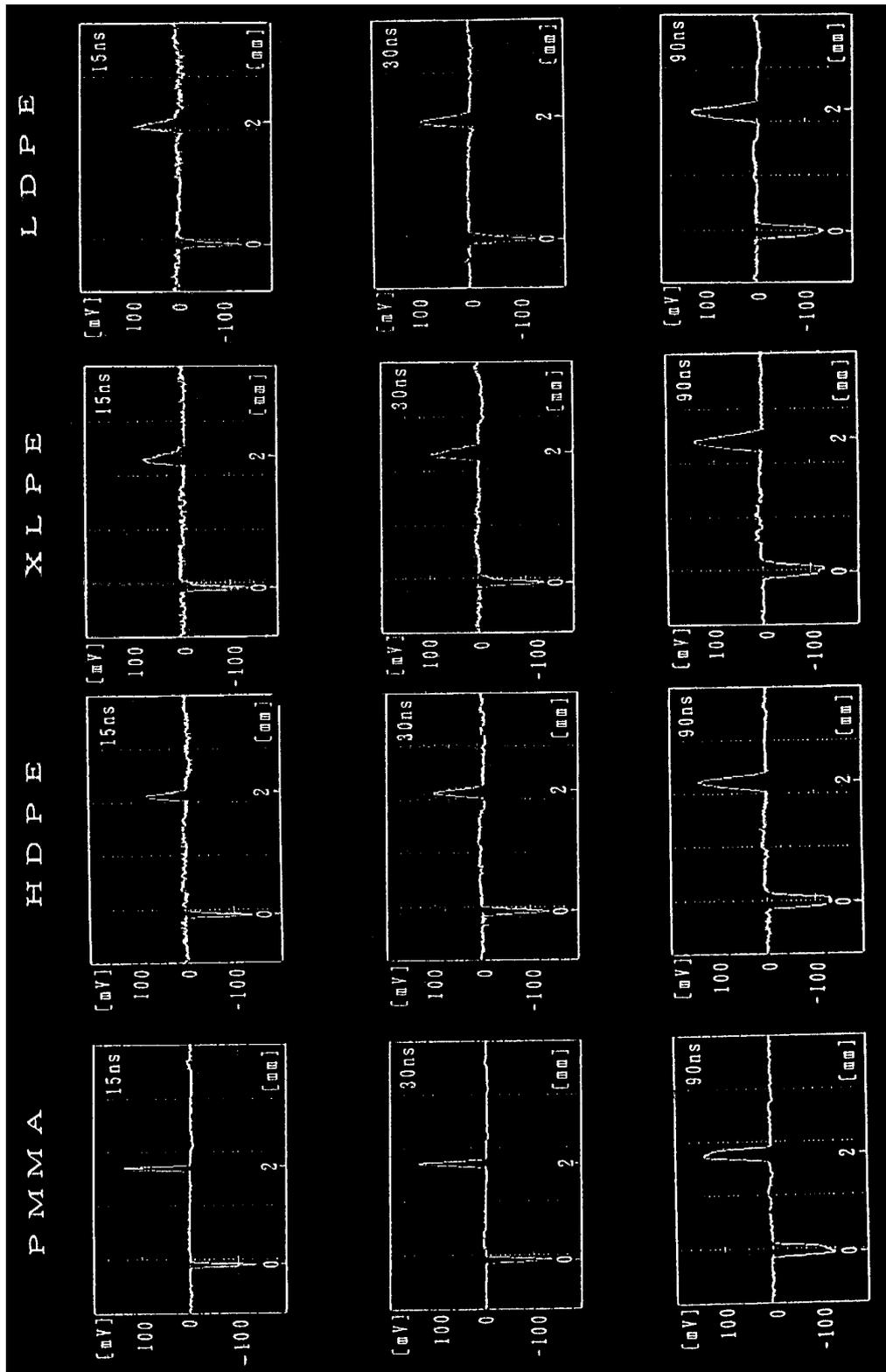


Figura 3.20

Segnali di uscita acquisiti in quattro tipi di materiali (PMMA, HDPE, XLPE e LDPE).

Se si limita l'analisi ad un'onda acustica che si propaga attraverso un mezzo con basse perdite, si può affermare che minore è la durata dell'impulso elettrico (e quindi lo spessore del trasduttore) maggiore è la somiglianza tra il segnale di uscita ed il profilo di carica spaziale.

Nella maggiore parte dei materiali polimerici, però, l'attenuazione e la dispersione dell'onda acustica non possono essere trascurate soprattutto quando si vuole migliorare la risoluzione spaziale. Nella Fig. 3.20 sono riportati i segnali di uscita relativi a diversi materiali dielettrici (PMMA, HDPE, XLPE e LDPE) per tre differenti durate dell'impulso di campo elettrico. Nella figura si può osservare che il segnale non è distorto nei campioni di PMMA, sia con durata dell'impulso elettrico pari a 90ns sia con durata 15ns. Nei campioni di XLPE, invece, il segnale risulta maggiormente distorto per impulsi di breve durata (15ns) rispetto a quanto avviene per impulsi di durata maggiore (90ns).

Si può allora concludere che nei materiali con perdite non trascurabili, come l'HDPE, l'XLPE e l'LDPE, un impulso elettrico di breve durata (combinato con il relativo spessore di trasduttore) migliora la risoluzione spaziale ma è soggetto ad una maggiore attenuazione e dispersione rispetto ad un impulso di maggiore durata.

Nella Fig. 3.21 è riportato un diagramma schematico del profilo di carica spaziale e del relativo segnale di uscita per un materiale dielettrico con basse perdite, mentre nella Fig. 3.22 è riportato un diagramma analogo riferito ad un materiale con perdite maggiori, come ad esempio il polietilene.

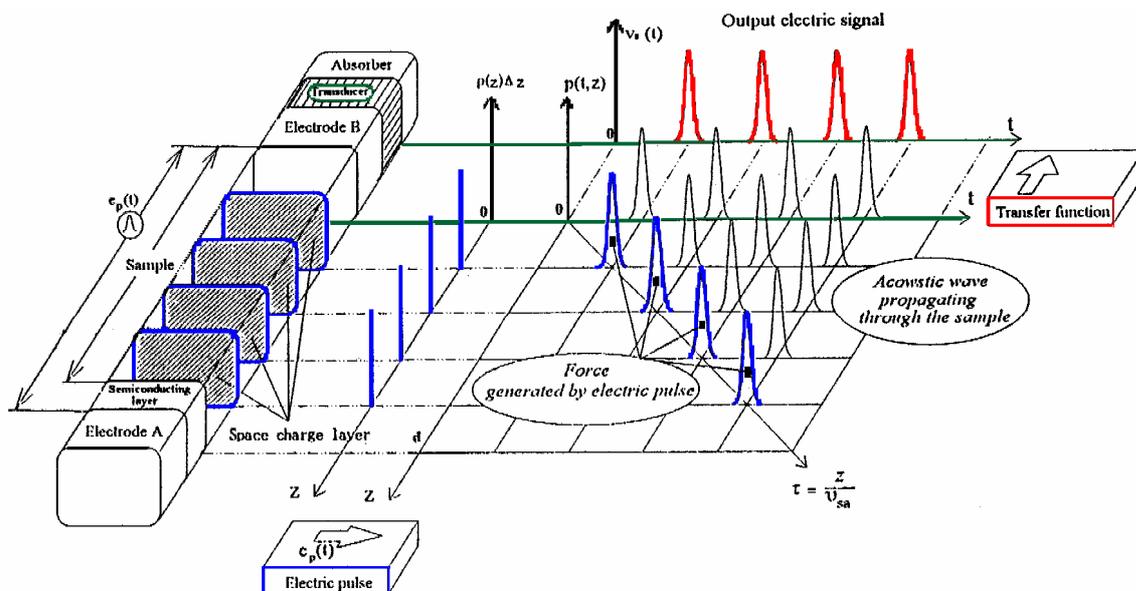


Figura 3.21

Diagramma schematico del profilo di carica e del segnale di uscita in un materiale con basse perdite. Sono mostrati il profilo di carica spaziale $\rho(z)$, la forza $f(z)$, l'onda acustica $p(t)$ ed il segnale di uscita $v_s(t)$.

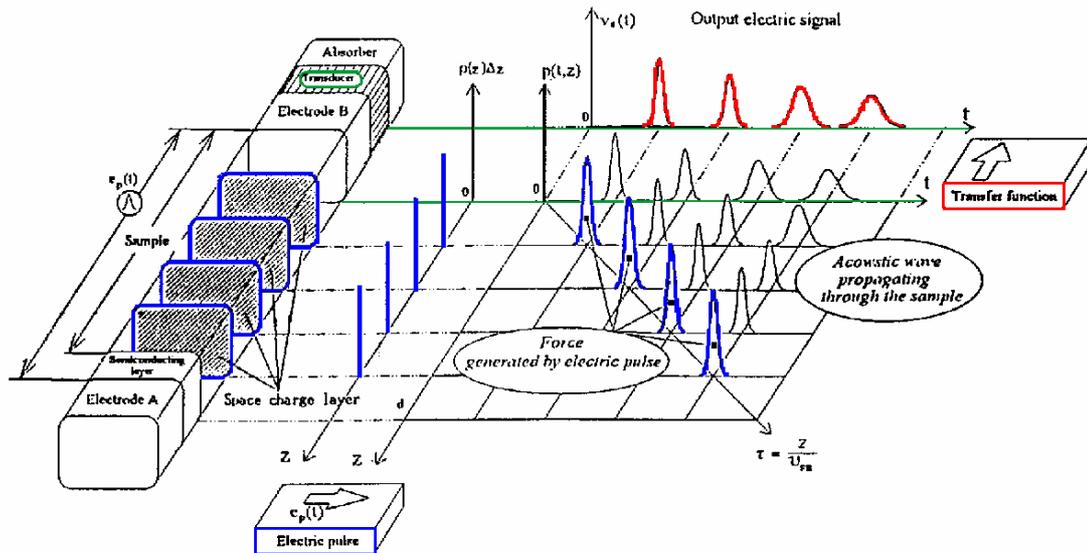


Figura 3.22

Diagramma analogo a quello di Fig. 3.21 ma riferito ad un materiale con elevate perdite.

Come si può notare, in quest'ultimo caso l'onda acustica è notevolmente distorta durante la propagazione; ciò è dovuto agli effetti di attenuazione e dispersione che si manifestano all'interno del campione. Confrontando i due diagrammi di Fig. 3.19 e Fig. 3.20, si nota come il segnale di uscita proveniente da un mezzo con perdite rilevanti non consente di ottenere informazioni esatte sul profilo di carica spaziale, come invece accade nel caso di materiale con basse perdite.

Considerando la propagazione di un'onda acustica piana $p(t, z)$ attraverso un materiale dielettrico in direzione $-z$, come riportato in Fig. 3.21, l'evoluzione durante la propagazione può essere rappresentata dalla seguente equazione esponenziale (tipica per la propagazione di un'onda in una dimensione [101]):

$$p(t, z) = P_0 e^{j\omega(t-z/c)} = P_0 e^{j(\omega t - kz)} \quad (3.30)$$

dove P_0 è l'ampiezza dell'onda acustica alla posizione $z=0$, ω è la frequenza angolare, c è la velocità del suono e k è il numero d'onda. La velocità del suono è una costante per i materiali a basse perdite mentre è una funzione della frequenza per i mezzi con perdite. Anche l'ampiezza dell'onda in un mezzo reale è generalmente attenuata durante la propagazione a causa di moti fenomeni dissipativi tra i quali il più significativo è sicuramente la dissipazione di energia necessaria per la propagazione dell'onda. L'attenuazione e la dispersione dell'onda vengono introdotte nella (3.30) assumendo che k sia un numero complesso: $k = \beta - j\alpha$, dove α è il fattore di

attenuazione e $\beta (= \omega / c)$ è il fattore di dispersione. Le proprietà di attenuazione e dispersione di un dato materiale sono quindi rappresentabili da specifici valori di α e β .

Per $z \geq 0$, introducendo i fattori di attenuazione e dispersione, la (3.30) può essere riscritta come:

$$p(t, z) = P_0 e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.31)$$

Sfruttando questa relazione è possibile, come proposto da alcuni autori [94], eliminare artificialmente l'attenuazione e la dispersione dell'onda acustica, al fine di ricostruire, a partire dal segnale misurato, la reale distribuzione di carica all'interno del campione.

3.3 Apparato sperimentale realizzato

In questo paragrafo sarà descritto l'apparato PEA realizzato ed utilizzato per le misure effettuate in questo lavoro. Uno schema dell'apparato sperimentale è mostrato in Fig. 3.23, mentre in Fig. 3.24 sono riportate alcune foto per facilitare la comprensione delle descrizioni seguenti.

Il sistema si compone di cinque elementi fondamentali: un generatore di impulsi, un generatore di alta tensione continua (con possibilità di inversione della polarità), un oscilloscopio digitale, un computer e, ovviamente, la cella PEA vera e propria. Quest'ultima contiene gli elettrodi, il trasduttore piezoelettrico ed un amplificatore ad ampia banda. Il sistema è stato interfacciato con il computer, mediante una scheda GPIB, per consentire un controllo remoto e programmato della prova oltre alla memorizzazione ed alla elaborazione dei dati.

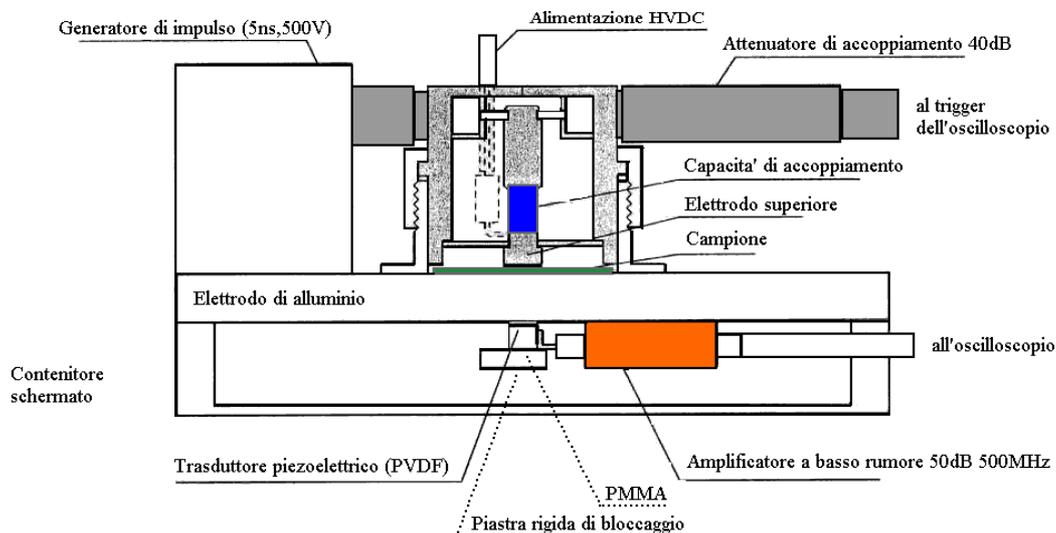


Figura 3.23

Schema del sistema PEA realizzato per provare campioni di spessore compreso tra 0.1 e 0.5mm.

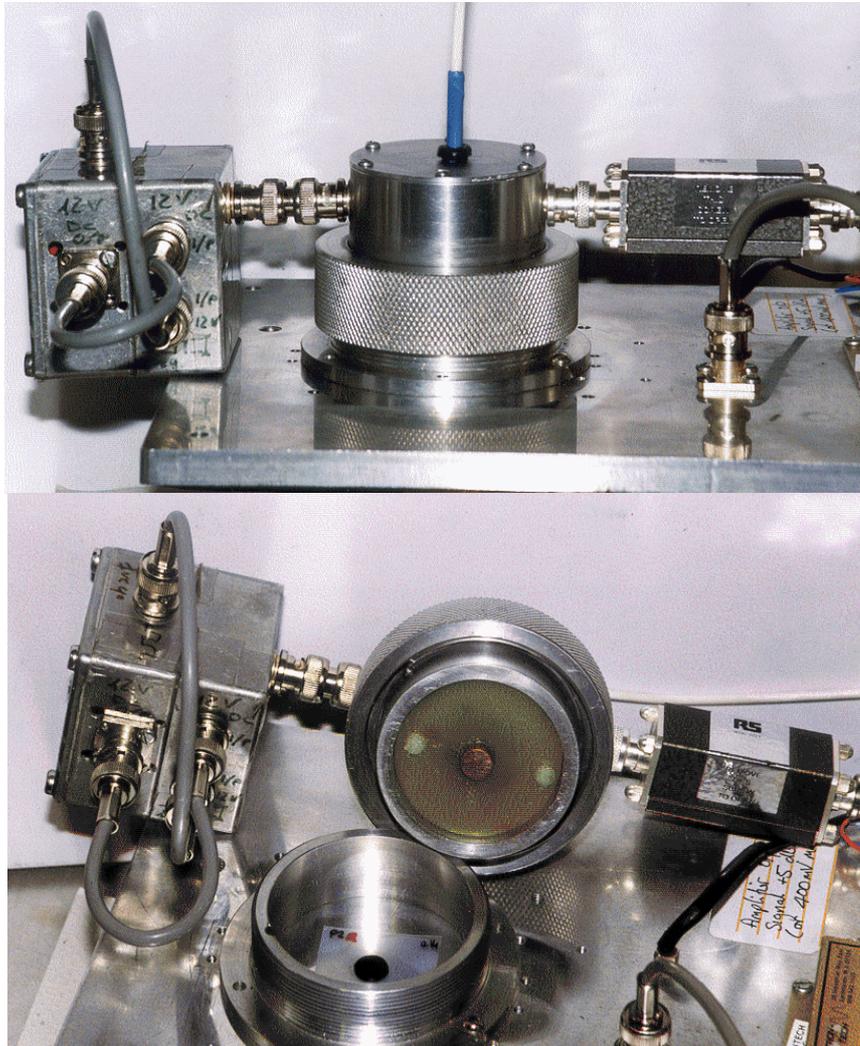


Figura 3.24

Foto della cella PEA realizzata ed utilizzata nelle prove.

Il sistema realizzato è in grado di misurare provini piani di spessore compreso tra i 100 e i 500 μ m, con una risoluzione spaziale di circa 10÷20 μ m. La tensione massima applicabile al sistema è 15kV DC (si può applicare, quindi, un campo di 150 kV/mm in un campione di spessore 100 μ m).

3.3.1 La cella PEA

Analizzando la Fig. 3.23 si può notare il provino piano (evidenziato in verde) compreso tra i due elettrodi.

L'elettrodo superiore, di forma cilindrica con diametro 8 mm, è realizzato in ottone e consente la simultanea applicazione dell'impulso elettrico e della tensione DC. Al fine di disaccoppiare la parte circuitale di alta tensione da quella relativa alla generazione e trasmissione dell'impulso di tensione, tra l'elettrodo e il circuito dell'impulso è posto un condensatore di alta tensione (15 kV) di valore pari a 1000pF (in generale questo valore è compreso tra i 220 ed i 1000pF). Nel circuito di alta tensione si pone una resistenza da 1M Ω tra il generatore DC e l'elettrodo, per limitare eventuali correnti di scarica.

Tra l'elettrodo metallico superiore ed il campione viene posto uno strato di materiale semiconduttivo che funge da reale elettrodo di alta tensione. Questa soluzione è stata adottata allo scopo di eliminare la riflessione delle onde acustiche sull'interfaccia campione-elettrodo metallico (come già descritto nel par. 3.2). Il semiconduttivo, infatti, presenta le medesime caratteristiche acustiche del campione in esame e pertanto non dà origine a riflessioni. Il semiconduttivo agisce, quindi, come linea di ritardo nei confronti delle riflessioni che, inevitabilmente, si producono all'interfaccia semiconduttivo-elettrodo metallico e che andrebbero altrimenti a sovrapporsi al segnale principale. E' bene osservare che per ottenere un buon funzionamento del sistema l'elettrodo superiore deve essere il più possibile parallelo a quello inferiore.

L'elettrodo inferiore, collegato a terra, è costituito da una piastra di alluminio dello spessore di 10 mm con facce perfettamente lisce e parallele. Questo elettrodo ha anche il compito di fungere da linea di ritardo nei confronti del segnale acustico. Il ritardo nella propagazione dell'onda acustica, introdotto dall'elettrodo inferiore, permette di evitare la sovrapposizione tra il segnale ed il rumore dovuto sia all'impulso elettrico sia ad eventuali rimbalzi del segnale (Fig. 3.25).

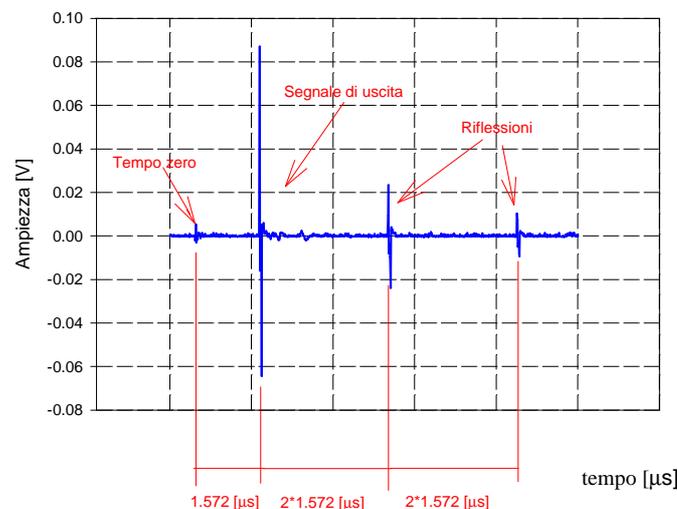


Figura 3.25

Segnale acquisito dall'oscilloscopio digitale. Nella figura si notano: il disturbo al tempo zero dovuto all'impulso elettrico, il segnale e i successivi rimbalzi.

La lunghezza della linea di ritardo tra campione e trasduttore (quindi lo spessore dell'elettrodo inferiore), deve essere tale da permettere di separare nettamente l'onda acustica principale da ogni sua riflessione residua, oltre che, come già detto, di evitare il rumore dovuto all'impulso elettrico. Quando l'onda acustica arriva all'interfaccia tra elettrodo inferiore e trasduttore piezoelettrico, infatti, la differenza di impedenza acustica provoca, oltre alla trasmissione di parte del segnale, anche una sua parziale riflessione. Quest'ultima viaggia a ritroso nell'elettrodo fino a raggiungere l'interfaccia con il campione dove viene ulteriormente divisa in una parte trasmessa ed una riflessa. La parte riflessa torna, quindi, all'interfaccia elettrodo-trasduttore dove subisce di nuovo lo stesso processo. La componente che viene trasmessa, attraversando il trasduttore darà origine ad un segnale teoricamente identico a quello principale ma fortemente attenuato (Fig. 3.25). La separazione temporale tra il segnale principale ed il rimbalzo (ed analogamente tra quest'ultimo ed un ulteriore rimbalzo) è dato dal doppio del tempo impiegato dall'onda di pressione per attraversare la linea di ritardo.

Il tempo necessario all'onda acustica per attraversare un elettrodo di alluminio di spessore 10 mm, come quello impiegato, è di circa $1.572\mu\text{s}$; il primo rimbalzo dovrebbe quindi essere rilevato dopo $2 \cdot 1.572\mu\text{s}$. Ampliando la base dei tempi dell'oscilloscopio utilizzato per visualizzare il segnale, è possibile visualizzare contemporaneamente il segnale e i suoi rimbalzi (Fig. 3.25).

Lo studio della forma del segnale principale, in relazione a quella dei suoi rimbalzi, permette un'efficace verifica del parallelismo delle due facce dell'elettrodo inferiore. Se i rimbalzi presentano una forma notevolmente deformata rispetto a quella del segnale originale, allora è probabile un non perfetto parallelismo tra le due facce; in caso contrario, infatti, i rimbalzi assumerebbero la stessa forma del segnale. Nella Fig. 3.26 sono confrontati un segnale ed il suo primo rimbalzo ottenuti nella cella utilizzata. Si può osservare che il risultato è più che soddisfacente.

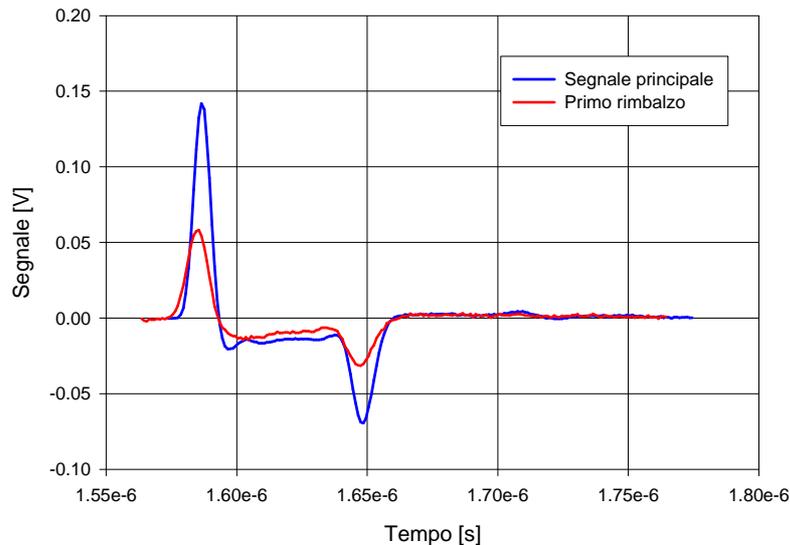


Figura 3.26

Confronto tra il segnale principale ed il suo primo rimbalzo. Il rimbalzo è stato traslato sulla scala dei tempi al fine di permettere la sovrapposizione delle due curve.

Il trasduttore piezoelettrico, utilizzato per convertire l'onda acustica generata dalla carica spaziale dentro il provino in un segnale elettrico, è un film di polivinilidene fluoruro (PVDF) avente spessore pari a 9 μm . Questo materiale è quello maggiormente utilizzato nei sistemi PEA, data la sua eccellente ampiezza di banda nel dominio delle frequenze (recentemente sono stati proposti altri materiali come il Niobato di Litio, grazie al quale sarebbe possibile operare a temperature superiori agli 80°C).

Il film di PVDF è metallizzato su entrambe le facce, una delle quali è posta direttamente a contatto con l'elettrodo inferiore. Essendo questo elettrodo riferito a terra, il segnale d'uscita del trasduttore viene rilevato misurando la differenza di potenziale tra la faccia inferiore del trasduttore (quella non a contatto con l'elettrodo) e la massa.

Al di sotto del trasduttore (considerando la direzione di propagazione dell'onda acustica, Fig. 3.23) è posto uno strato di materiale fonoassorbente (in molti casi viene utilizzato sempre PVDF). Quest'ultimo strato ha lo scopo di evitare la riflessione dell'onda acustica in uscita dal trasduttore (par. 3.2); se non ci fosse il giusto accoppiamento, infatti, l'onda acustica sarebbe parzialmente riflessa dall'interfaccia tra il trasduttore e il successivo materiale, con la conseguente perturbazione del segnale d'uscita.

Il tutto viene mantenuto in posizione da una piastra di bloccaggio in polimetilmetacrilato (PMMA, che funge anche da ulteriore strato fonoassorbente), la cui pressione deve essere uniforme su tutto il piezoelettrico e non deve alterare la capacità di risposta del piezoelettrico stesso.

Il segnale generato dal trasduttore è amplificato (50dB) mediante un amplificatore ad ampia banda.

Il complesso costituito da trasduttore e stadio di amplificazione viene schermato da un contenitore metallico che funge anche da supporto per la cella di misura (Fig. 3.23 e 3.24).

Deve infine essere puntualizzato che durante le prove sulle due facce del campione in esame è posto un sottilissimo strato di olio di silicone che permette di migliorare notevolmente l'accoppiamento acustico tra campione ed elettrodi.

Nel presente lavoro non sono stati utilizzati, se non in pochi casi, campioni metallizzati, ma si vuole comunque sottolineare che per il corretto funzionamento del PEA è necessario che lo spessore dell'eventuale metallizzazione sia acusticamente trasparente per l'onda di pressione. Per questo motivo lo spessore della metallizzazione deve essere inferiore ai 100nm.

3.3.1.1 Caratteristiche del trasduttore piezoelettrico

La Tab. 3.5 riporta le proprietà principali del film piezoelettrico (PVDF) utilizzato nel sistema PEA realizzato. Il materiale è stato fornito dalla ditta GoodFellow.

Tabella 3.5
Proprietà del film piezoelettrico (PVDF) [15].

Proprietà	Simbolo	Valori	Unità di Misura
<i>Spessore</i>	a	9	μm
<i>Costante Piezoelettrica di Sforzo</i>	d _c	-33*10 ⁻³	(C/m ²)/(N/m ²)
<i>Capacità (per unità di superf.)</i>	C	379*10 ⁻¹²	F/cm ²
<i>Impedenza Acustica</i>	Z _p	3.9*10 ⁶	Kg/sm ²
<i>Densità</i>	ρ	1.78*10 ³	Kg/m ³
<i>Velocità del Suono</i>	c _p	2.2*10 ³	m/s

La misura diretta della capacità statica C_p sul trasduttore della cella ha fornito un valore pari a circa 2nF.

3.3.1.2 Caratteristiche degli amplificatori

La Tab. 3.6 riporta le caratteristiche principali degli amplificatori a basso rumore ed ampia banda, utilizzati per amplificare il segnale in uscita dal trasduttore piezoelettrico (PVDF).

Tabella 3.6
Caratteristiche dei due amplificatori ad ampia-banda.

Fornitore	Serie	Impedenza di Ingresso	Banda di Frequenza	Guadagno

Mini-circuits	ZFL500LN	50Ω	0.1-500MHz	24dB
---------------	----------	-----	------------	------

Lo stadio di amplificazione, composto dai due amplificatori in serie, presenta quindi un guadagno di circa 50dB. Considerando il valore di C_P misurato e quello dell'impedenza di ingresso R_A , si ottiene un valore della costante di tempo del circuito traduttore-amplificatore pari a 100ns. Il sistema si comporta, quindi, come un filtro passa basso la cui frequenza di taglio f_T (par. 3.2.4) risulta pari a 1.6MHz.

Nelle condizioni peggiori, con campioni di spessore pari a 500μm, il tempo di transito dell'onda acustica è di 250ns, cui corrisponde una frequenza inferiore di 4MHz. Confrontando questo valore con la frequenza di taglio calcolata si capisce che il complesso trasduttore-amplificatore permette la trasmissione del segnale all'oscilloscopio.

3.3.2 Generatore dell'impulso di tensione

La generazione dell'impulso di tensione è ottenuta mediante l'uso di una linea di ritardo realizzata con una guida d'onda. Nella Fig. 3.27 è riportato uno schema della soluzione costruttiva adottata per il generatore d'impulsi nel sistema PEA realizzato.

Con questa tecnica si ottiene un impulso di ampiezza pari alla metà della tensione continua, V_0 , e di durata pari a due volte il rapporto tra la lunghezza della linea e la velocità con cui un'onda elettromagnetica si propaga in essa (Fig. 3.27). La lunghezza della linea di ritardo è, quindi, strettamente legata alla durata dell'impulso che si vuole ottenere; per una durata di circa 5ns (corrispondenti ad uno spessore del trasduttore di 9μm) occorre una lunghezza di 38cm.

Per alimentare il generatore d'impulsi si è utilizzato un alimentatore DC con tensione variabile tra 0 e 1000 V, ma generalmente si è utilizzata una tensione V_0 pari a 500 V.

L'interruttore A è costituito da un *reed relè* con tensione di tenuta tra i contatti pari a 1000 V. La bobina del relè è alimentata con una tensione ad onda quadra unipolare di frequenza pari a 110 Hz e ampiezza 12 V. Questa tensione provoca un ciclo aperto-chiuso del relè con *duty-cycle* pari al 50% e della medesima frequenza dell'onda quadra. Ad ogni ciclo si ha la formazione di un impulso di tensione. Prove sperimentali, eseguite in un intervallo di frequenze compreso tra 30 e 150Hz, hanno dato i medesimi risultati, rendendo arbitraria la scelta della frequenza da utilizzare.

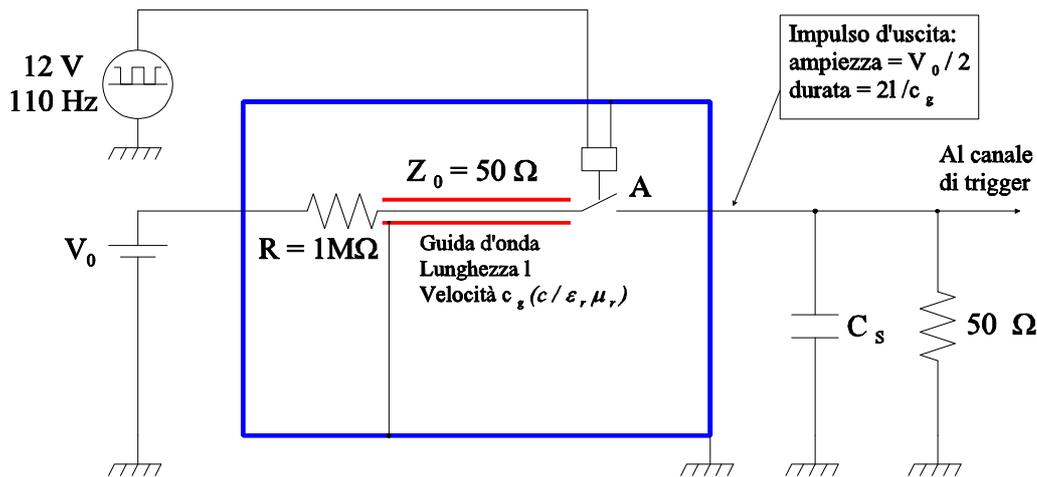


Figura 3.27
Schema del generatore di impulso.

Nella Fig. 3.27 è riportato, in maniera semplificata, anche il collegamento del generatore di impulsi al circuito di misura. Il campione da sollecitare è rappresentato dal condensatore C_S che comprende anche il condensatore di disaccoppiamento in serie al campione (si osservi a tal proposito che, essendo il valore della capacità del campione molto inferiore a quella del condensatore di disaccoppiamento, si può ritenere che quasi tutta la tensione relativa all'impulso sia ai capi del campione).

L'impulso generato, oltre ovviamente a sollecitare il campione, funge anche da segnale di *trigger* per l'oscilloscopio (Fig. 3.27). Il collegamento con il canale di *trigger* dell'oscilloscopio è realizzato attraverso due attenuatori di 20db ciascuno, i quali realizzano anche la resistenza da 50Ω (valore pari all'impedenza caratteristica della guida d'onda) che funge da carico per il generatore e che è in parallelo al circuito del campione (Fig. 3.27). Nella cella realizzata il ritardo tra l'istante di generazione dell'impulso ed il momento in cui l'onda sonora arriva al trasduttore piezoelettrico (ritardo dovuto essenzialmente all'attraversamento dell'elettrodo inferiore) risulta di circa 1572ns.

Tutto il circuito dell'impulso di tensione è realizzato mediante cavi coassiali con impedenza caratteristica di 50Ω . Nella Fig. 3.28 è riportato un esempio di impulso di tensione generato dal dispositivo realizzato.

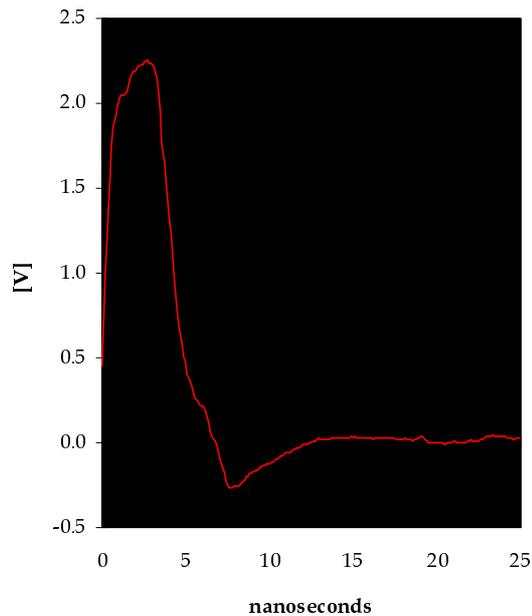


Figura 3.28

Esempio di impulso di tensione generato dal dispositivo realizzato ed utilizzato nel presente lavoro.

Nella Fig. 3.28 si può notare che l'impulso presenta una regione negativa dovuta all'accoppiamento tra il generatore ed il restante circuito. Infatti, quando il *reed relè* si chiude, l'impulso arriva al condensatore C_S che si carica (Fig. 3.29 A) con una costante di tempo data da $C_S Z_0$. Inizialmente il condensatore si comporta come un cortocircuito, quindi è come se la linea fosse chiusa in cortocircuito. La conseguenza è un rimbalzo negativo (Fig. 3.29 B) che non è pari all'intero impulso, in quanto il condensatore C_S tende a caricarsi fino a diventare, quindi, un circuito aperto.

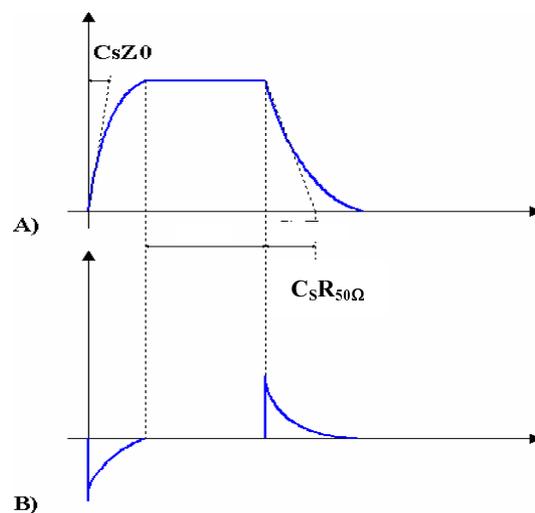


Figura 3.29

Generazione dei rimbalzi da parte dell'impulso di tensione.

Finito l'impulso, il condensatore C_S tende a scaricarsi sulla resistenza di carico (Fig. 3.29 A) con una costante di tempo data da $C_S R_{50\Omega}$. La conseguenza in questo caso è un rimbalzo di segno invertito al precedente (Fig. 3.29 B). Esiste quindi un rimbalzo che viaggia in direzione opposta a quella dell'impulso di campo; tale rimbalzo, quando raggiunge il *reed relè* o la resistenza da $1M\Omega$ (nel caso in cui il contatto del *reed relè* sia chiuso), subisce un'ulteriore riflessione e torna verso il campione. Il tempo necessario al rimbalzo per raggiungere nuovamente il campione dipende dalla lunghezza della linea di connessione *reed relè*-campione. Nella Fig. 3.30 è riportato un esempio di impulso e del relativo rimbalzo, ottenuti con una lunghezza di collegamento pari a 10m.

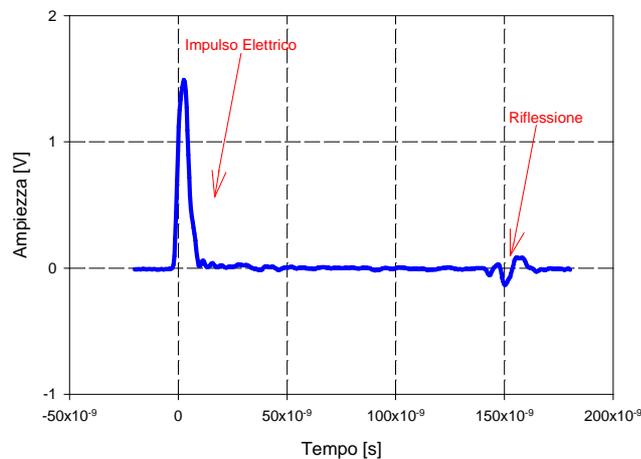


Figura 3.30

Forma d'onda acquisita dall'oscilloscopio digitale. La figura mostra l'impulso di tensione generato ed il relativo rimbalzo.

Si capisce, quindi, come diventi di notevole importanza scegliere la lunghezza del collegamento in maniera opportuna, per evitare che il rimbalzo dia origine a falsi segnali. Solitamente esistono due possibilità: un collegamento molto lungo per allontanare il più possibile il rimbalzo dall'impulso oppure un collegamento quasi nullo in modo che il rimbalzo sia coperto dall'impulso stesso. Questa seconda opzione è quella adottata nel sistema realizzato ed è il motivo della deformazione messa in evidenza nella Fig. 3.28.

3.3.3 Caratteristiche del generatore di alta tensione DC

Lo scopo del PEA è lo studio della dinamica della carica spaziale nei materiali isolanti sottoposti ad alti campi elettrici e, in particolar modo, in presenza di inversioni di polarità. Per soddisfare queste esigenze si è utilizzato un generatore di tensione continua che permettesse di

raggiungere valori sufficientemente alti di tensione e che consentisse di invertirne la polarità. Le principali caratteristiche di tale apparecchiatura sono riportate in Tab. 3.7.

Tabella 3.7
Caratteristiche del generatore HVDC con inversione di polarità.

Fornitore	Serie	Tensione Massima [kV]	Corrente Massima [mA]	Ripple
FUG	HCN35	±35	1	±0.005%

3.3.4 Caratteristiche dell'oscilloscopio

L'oscilloscopio scelto per registrare la forma d'onda in uscita dallo stadio amplificatore è un oscilloscopio digitale LeCroy con ampiezza di banda pari a 1GHz e velocità di campionamento di 1 Gsample per secondo. Le caratteristiche principali dell'oscilloscopio utilizzato sono riportate in Tab. 3.8.

Tabella 3.8
Caratteristiche dell'oscilloscopio digitale.

Parametri	Fornitore Serie	LeCroy 9374L
Ampiezza Banda (-3dB)		1GHz
1/Ampiezza Banda		1ns
Tempo di Transizione (dal 10% al 90%)		350ps
Intervallo di Campionamento Utilizzato		1ns/punto

Il tempo di transizione è il periodo richiesto alla traccia per raggiungere il 90% del valore finale di un gradino di tensione applicato all'ingresso.

3.4 Programmi per l'acquisizione e l'elaborazione dei dati rilevati dal PEA

In questo paragrafo saranno brevemente descritti i due programmi utilizzati per acquisire ed elaborare i dati sperimentali. I programmi sono stati realizzati entrambi con il linguaggio *Visual Basic 3.0* per *Windows*.

Il programma di acquisizione presuppone che nel *personal computer* sia installata una scheda GPIB, che permette di interfacciare l'oscilloscopio digitale.

3.4.1 Programma di acquisizione dei dati

Il compito principale del programma di acquisizione è di permettere un controllo remoto dell'oscilloscopio digitale per rendere possibile sia la registrazione dei dati nella memoria del computer sia il controllo dei principali parametri della prova (tempo di acquisizione, numero di acquisizioni su cui mediare, ecc.).

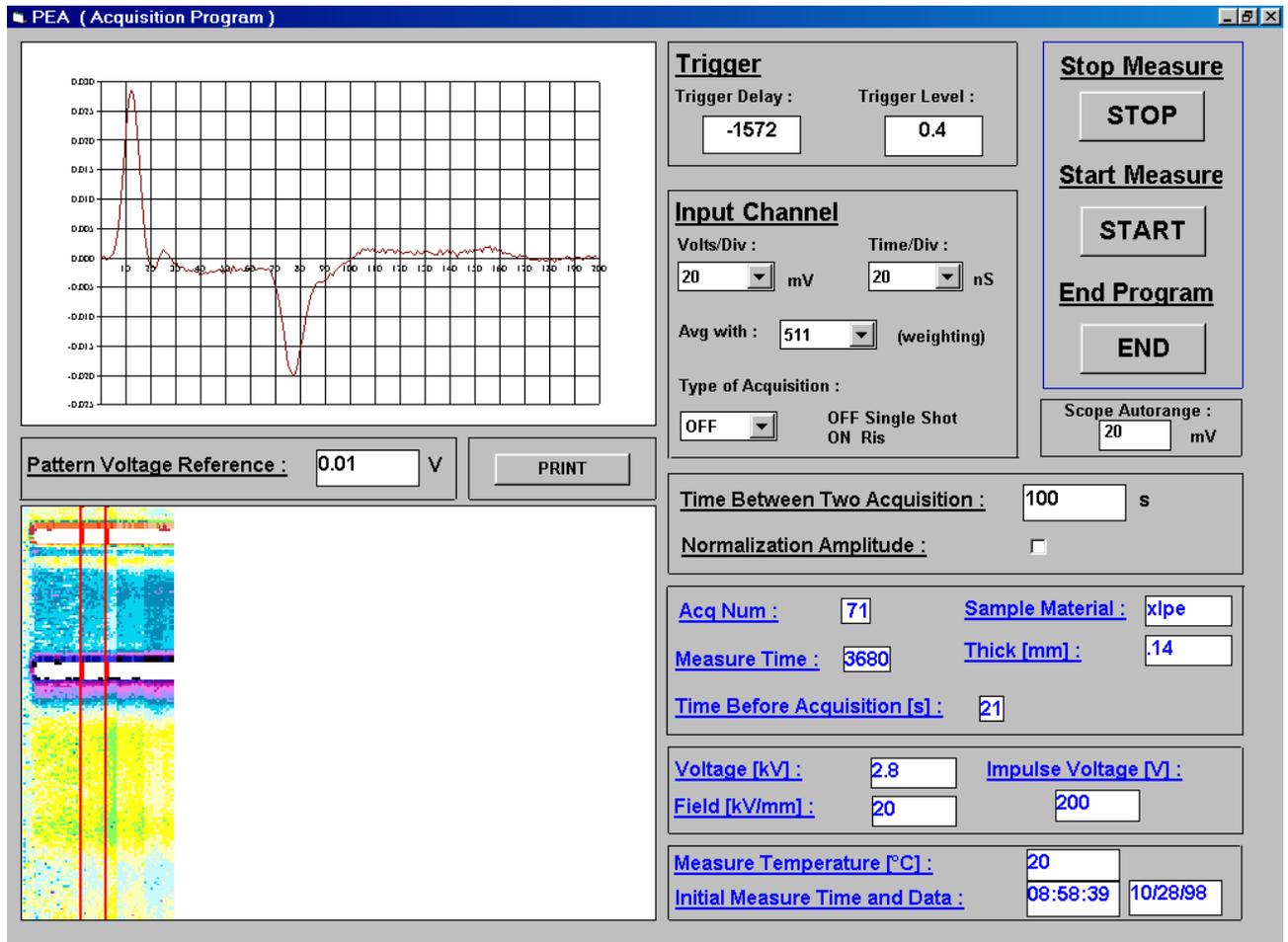


Figura 3.31

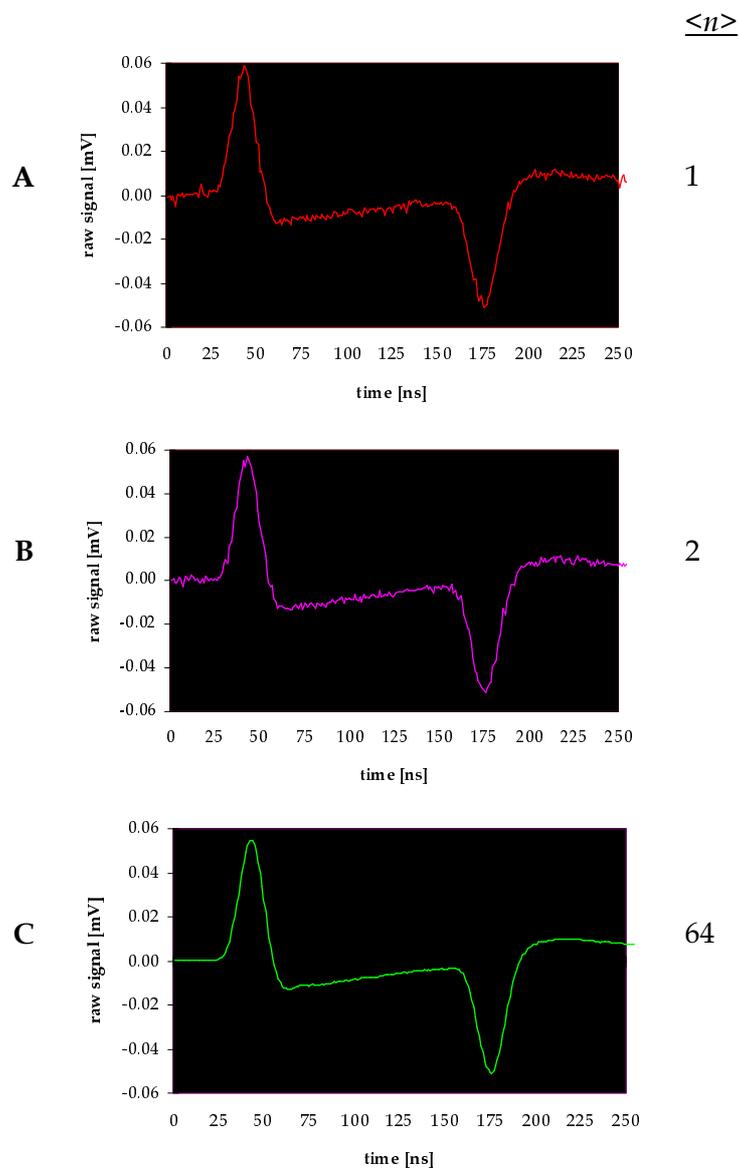
Schermata interattiva del programma di acquisizione.

Il programma predispone un'interfaccia grafica interattiva (Fig. 3.31) che riproduce i comandi dell'oscilloscopio necessari per il controllo della prova (durante il funzionamento del programma, l'oscilloscopio non può essere comandato manualmente) e ne riassume i dati fondamentali (tensione DC applicata, ampiezza dell'impulso elettrico, temperatura di prova, materiale testato, ecc.).

Inizialmente il programma imposta i canali dell'oscilloscopio. Un canale viene impostato per ricevere il segnale di *trigger* proveniente dal circuito dell'impulso e un secondo canale è impostato per la registrazione del segnale.

Nel corso della prova è possibile cambiare il ritardo ed il livello di *trigger* (Fig. 3.31, Trigger), così come possono essere modificate le impostazioni principali del canale di ingresso (cioè, i volt per divisione e il tempo per divisione; Fig. 3.31, Input Channel).

Il profilo che viene acquisito e registrato nel computer è una media di più segnali in ingresso all'oscilloscopio; ciò è necessario per ridurre il rumore di fondo che si sovrappone al segnale reale. Nel corso della misura è possibile impostare il peso $\langle n \rangle$ della media (cioè il numero di segnali su cui calcolare la media) in funzione delle esigenze sperimentali che si presentano all'operatore (Fig. 3.31, Input Channel). Nella Fig. 3.32 è riportato un esempio dell'influenza che il numero $\langle n \rangle$ ha sulla riduzione del disturbo.



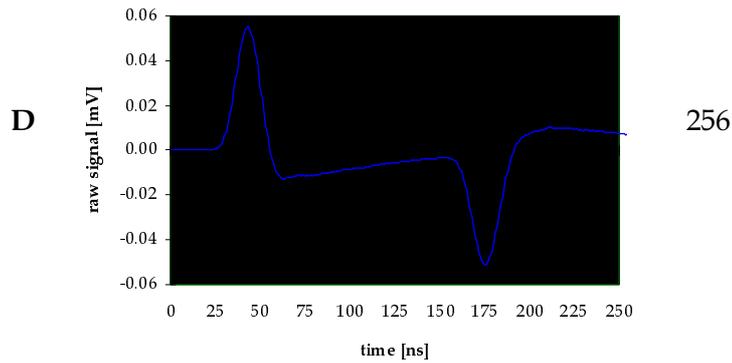


Figura 3.32

Andamento del segnale acquisito per diversi valori del peso della media $\langle n \rangle$.

Un'altra opzione del programma di acquisizione direttamente gestibile dall'operatore è la possibilità di cambiare il tempo intercorrente tra due acquisizioni. Questa opzione permette di seguire in modo dettagliato i momenti sperimentali di maggior interesse come, ad esempio, l'inversione di polarità della tensione DC applicata al campione ed il drenaggio della carica accumulata nel materiale all'annullarsi della tensione DC (Fig. 3.31, Time Between Two Acquisition).

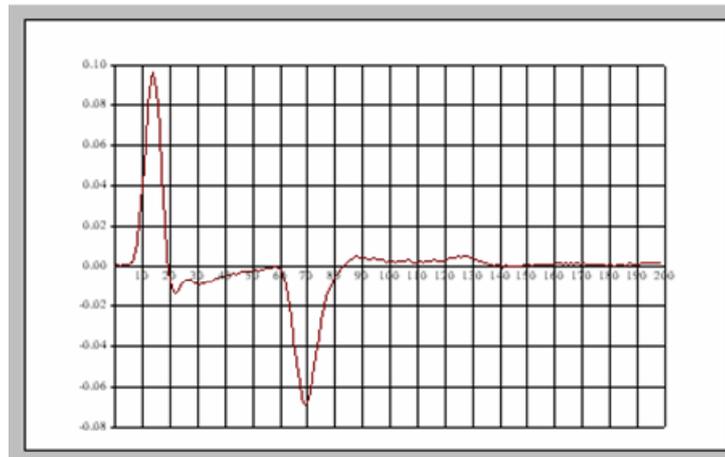


Figura 3.33

Finestra grafica che si utilizza per visualizzare i dati acquisiti.

La schermata interattiva è dotata di una finestra grafica (*picture*) attraverso la quale viene visualizzata l'ultima acquisizione (Fig. 3.31 e Fig. 3.33); in ordinata si ha l'ampiezza in mV del segnale (campionato dall'oscilloscopio ad intervalli di tempo costanti, pari ad 1ns) ed in ascissa il numero di punti, sostanzialmente corrispondenti al tempo in ns. Questa *picture* mantiene visibile l'ultima acquisizione finché non viene effettuata la successiva.

Durante la prova risulta fondamentale poter osservare la dinamica della carica elettrica nel materiale. A questo scopo si è utilizzato un grafico a colori (*pattern*), sempre visibile nella schermata interattiva (Fig. 3.31 e Fig. 3.34).

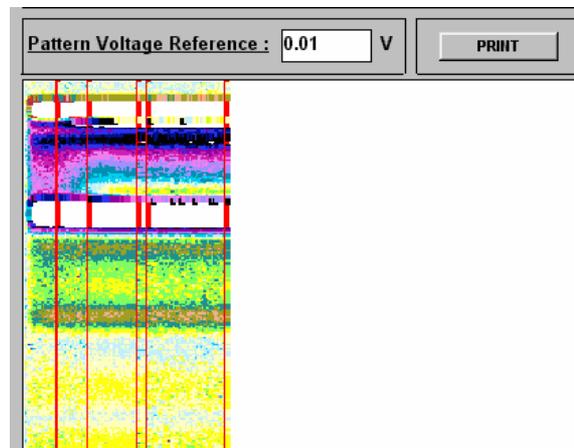


Figura 3.34

Finestra che si utilizza per osservare la dinamica della carica elettrica nel materiale.

Nei diagrammi come quello di Fig. 3.34, si è adottato un sistema di riferimento tridimensionale con la terza dimensione resa visibile tramite colori che forniscono la mappa dell'ampiezza del segnale. In ordinata è riportata la posizione nel provino e sulle ascisse il tempo. Ogni riga verticale del diagramma rappresenta un'acquisizione, come quella riportata in Fig. 3.33, il cui valore in una data posizione del provino viene indicato tramite un colore. Per fare questo, il profilo di carica è stato diviso in 20 classi ed ad ogni classe è attribuito un colore (Fig. 3.35). Ad esempio, se un dato punto della curva è riportato in verde significa che ad esso corrisponde un valore numerico compreso tra il 60 e il 70 % del valore impostato come estremo positivo di riferimento della scala dei colori, mentre se il punto è riportato in azzurro ad esso corrisponde un valore numerico compreso tra il 60 e il 70 % del valore impostato come estremo negativo (in valore assoluto pari all'estremo positivo). La scala dei venti colori utilizzati è riportata in Fig. 3.36.

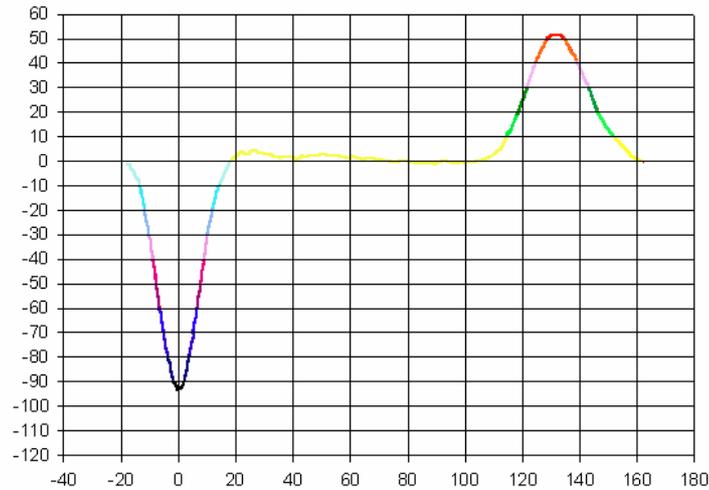


Figura 3.35

Divisione in classi di colore del profilo acquisito.



Figura 3.36

Scala di colori utilizzata per graficare i dati nella finestra a colori.

Il valore corrispondente all'ultima classe di colore può essere impostato dall'operatore in modo da rendere variabile la risoluzione con cui si visualizza l'ampiezza del segnale: al diminuire del valore impostato sarà sempre maggiore la parte di segnale che entra nell'ultima classe, ma le zone a basso valore sono maggiormente evidenziate.

3.4.2 Programma di elaborazione dei dati

I dati acquisiti durante la prova devono essere opportunamente elaborati per fornire reali informazioni sulla dinamica e sui meccanismi di accumulo della carica spaziale. Il segnale registrato, infatti, deve essere convertito da una tensione funzione del tempo ad una densità di carica funzione della posizione nel campione. Inoltre, se necessario, deve poter essere possibile eliminare la deformazione introdotta dall'accoppiamento trasduttore-amplificatore. Per questi motivi è stato realizzato un programma atto a svolgere le suddette operazioni.

Le principali operazioni del programma di elaborazione sono:

- l'implementazione della funzione di trasferimento necessaria ad eseguire la deconvoluzione dei dati (cioè l'eliminazione della deformazione);

- la calibrazione del segnale (trasformazione del segnale tensione-tempo nella corrispondente distribuzione di carica spaziale nel provino);
- il calcolo del campo elettrico e della tensione reali (dovuti alla distribuzione di carica spaziale);
- la visualizzazione dell'evoluzione nel tempo della carica spaziale (mediante un *pattern* come quello descritto per il programma di acquisizione).

Nella Fig. 3.37 è riportata l'interfaccia grafica che permette di controllare tutte le funzioni del programma e di visualizzare i risultati delle elaborazioni.

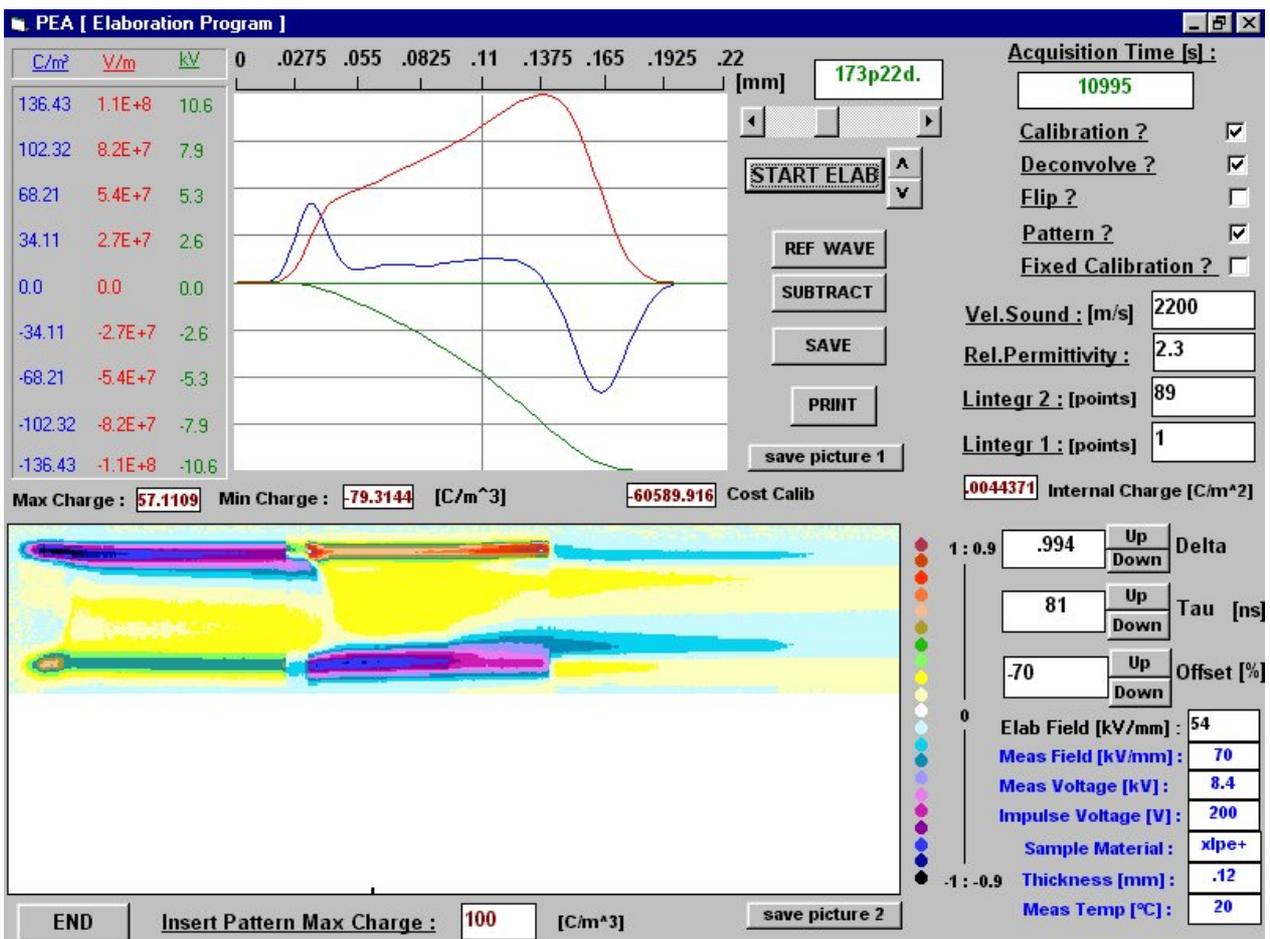


Figura 3.37
Schermata interattiva del programma di elaborazione.

Nella schermata è possibile selezionare separatamente le diverse funzioni implementate, abilitando l'esecuzione delle *subroutine* che assolvono alle diverse funzioni (Fig. 3.37).

Selezionando la funzione di calibrazione tutte le applicazioni della finestra diventano attive (escluse quelle relative alla deconvoluzione che diventano attive solo dopo la selezione di questa funzione). Premendo quindi il pulsante *START ELAB* (Fig. 3.37) il programma esegue il processo matematico di calibrazione (descritto in dettaglio in seguito).

La *subroutine* di calibrazione, ottenute le costanti necessarie per convertire i dati registrati in densità di carica funzione della posizione, calcola l'andamento del campo elettrico e quello della tensione mediante successive integrazioni. I risultati, in funzione della posizione nel campione, relativi alla distribuzione di carica spaziale, al campo elettrico e alla tensione, vengono riportati nella schermata interattiva mediante una *picture* (Fig. 3.37 e Fig. 3.38).

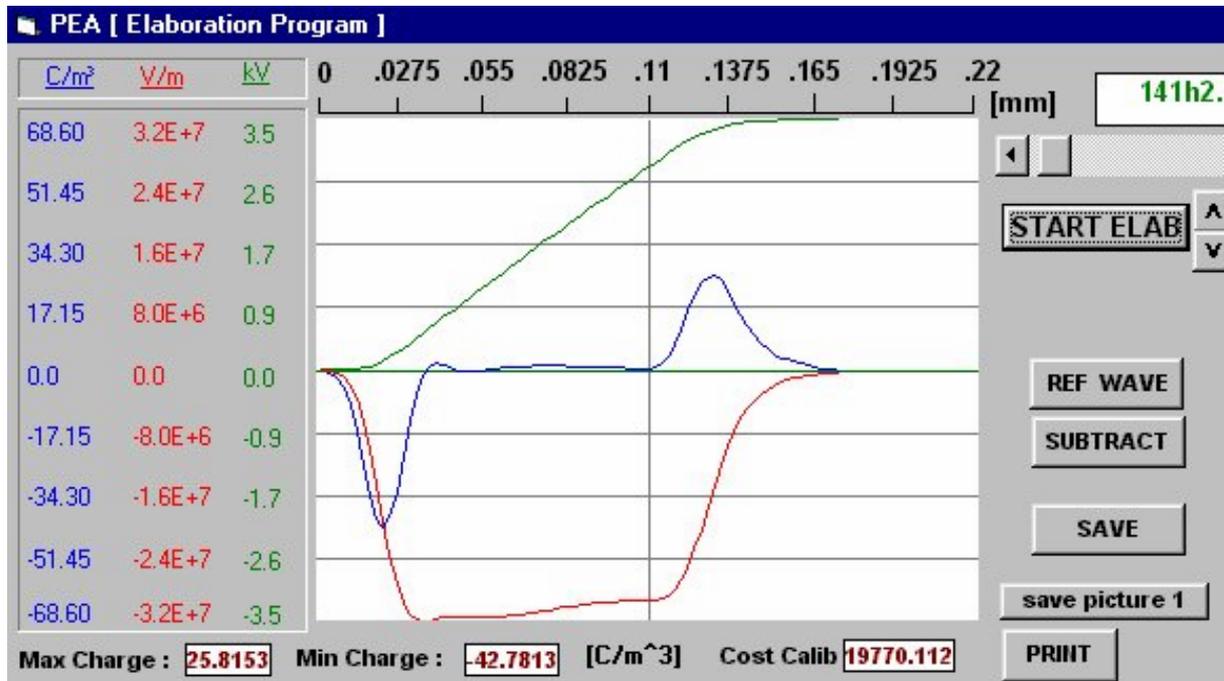


Figura 3.38

Rappresentazione grafica dei dati della carica spaziale, del campo elettrico e della tensione.

Nella Fig. 3.38 si può anche osservare che il programma visualizza, attraverso due etichette, il valore massimo ed il valore minimo della carica misurata.

Abilitando la funzione *Deconvolve ?* (Fig. 3.37), si rende attiva la *subroutine* che implementa la funzione di trasferimento utilizzata per eliminare la distorsione del segnale introdotta dall'accoppiamento piezoelettrico-amplificatore (par. 3.2). I parametri necessari per la deconvoluzione (τ e Δ , descritti approfonditamente in seguito) sono considerati variabili indipendenti. Questi due gradi di libertà sono necessari per bilanciare le approssimazioni presenti nella trattazione matematica, che, inevitabilmente, introducono degli errori rispetto alla realtà sperimentale. Nella Fig. 3.39 (b) è messo in evidenza l'effetto della deconvoluzione sui dati sperimentali con riferimento al caso di Fig. 3.39 (a), in cui la stessa acquisizione è stata sottoposta alla sola calibrazione.

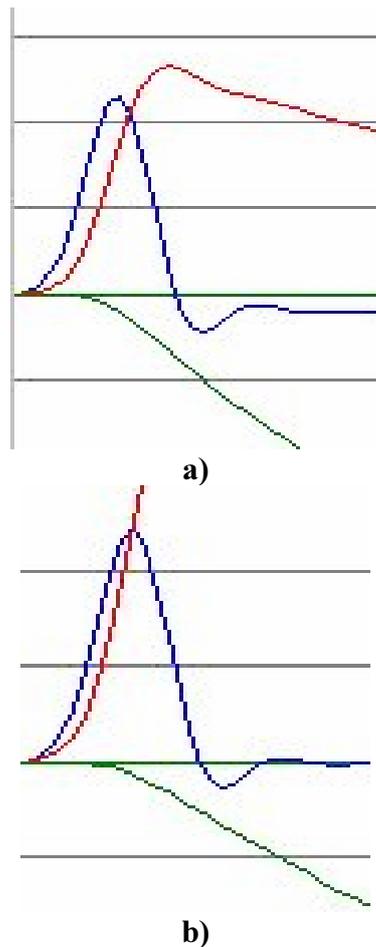


Figura 3.39
Effetto della deconvoluzione sull'elaborazione dei dati.

Ottenute la giusta deconvoluzione e la giusta calibrazione, risulta di fondamentale importanza poter osservare la dinamica della carica elettrica presente nel provino. Per fare questo si è utilizzato un grafico a colori (*pattern*, Fig. 3.40 e Fig. 3.37) analogo a quello utilizzato nel programma di acquisizione (Fig. 3.31). Per questo grafico valgono le considerazioni e le spiegazioni già riportate nel paragrafo relativo al programma di acquisizione (stessa scala di colori, stessa divisione in classi, ecc.). L'unica sostanziale differenza è che, in questo caso, la divisione in classi e quindi i colori riguardano i valori di densità di carica spaziale.

Il valore numerico digitato dall'operatore all'interno della casella di inserimento dati (*insert pattern max charge*, Fig. 3.40) permette di modificare la risoluzione con cui è visualizzato il segnale. Poiché il numero di classi, infatti, è dato dal numero di colori scelti e non varia al variare del valore numerico in C/m^3 scelto come estremo, modificando quest'ultimo varia l'intervallo caratteristico di ogni classe. Così se si digita, ad esempio, $100C/m^3$, ogni classe avrà un'ampiezza pari a $5C/m^3$, mentre se si digita $10 C/m^3$, ogni classe avrà un'ampiezza di $0.5C/m^3$.

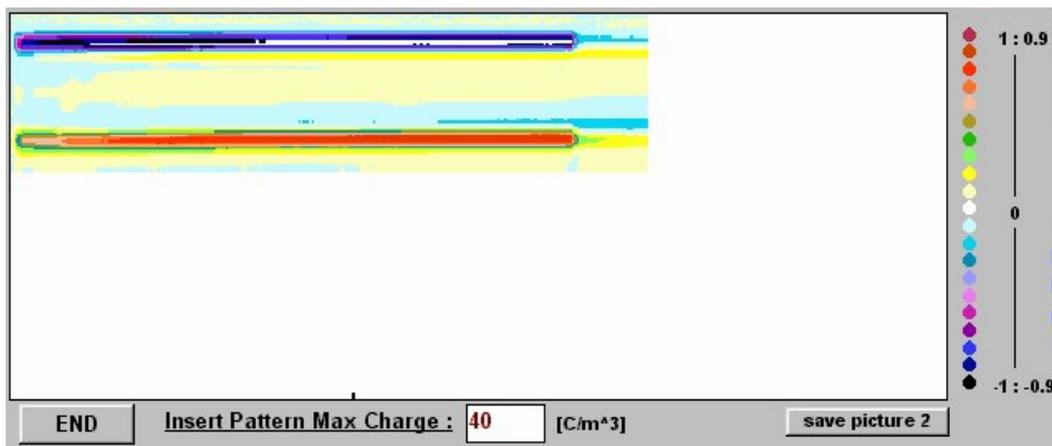


Figura 3.40

Diagramma utilizzato per osservare la dinamica della carica elettrica accumulata nel campione.

Nella Fig. 3.41 è messa in evidenza un'altra importante funzione del programma. L'etichetta riportata in figura, infatti, comunica all'operatore il valore medio della carica spaziale (assunta in valore assoluto) presente all'interno del campione. Gli estremi di integrazione, per il calcolo di questa grandezza (che sarà indicata come *carica interna media*), devono essere tali da non considerare la carica immagine presente sugli elettrodi.

La carica interna media fornisce una valutazione quantitativa della carica accumulata nel materiale durante la prova e soprattutto è un utile parametro con cui confrontare diversi materiali provati. La grandezza appena introdotta, inoltre, risulta di fondamentale importanza per dedurre la velocità con cui il materiale espelle la carica accumulata nel periodo successivo all'eliminazione della tensione, cioè in quella parte della prova solitamente indicata come *Volt-off*, in cui il campione viene cortocircuitato.



Figura 3.41

Etichetta utilizzata per visualizzare l'integrale della carica elettrica (in valore assoluto) presente all'interno del provino, Carica Interna Media.

3.4.2.1 Tecnica di calibrazione adottata

Determinato il segnale di tensione proporzionale alla distribuzione di carica spaziale, occorre, come detto, convertire il segnale da mV a C/m^3 , cioè calibrare.

La tecnica di calibrazione, implementata nel programma di elaborazione appena descritto, si basa sull'assunzione che al tempo zero non vi sia carica spaziale all'interno del materiale e che, quindi, il campo elettrico corrisponda a quello laplaciano. Per avere con certezza questa

condizione il campione viene sempre pretrattato termicamente prima della prova, allo scopo di espellere l'eventuale carica iniziale.

Applicando la tensione costante V ai capi del provino, si viene a creare al suo interno un campo laplaciano di ampiezza $E_L = V/d$, dove d è lo spessore del provino.

Il segnale rilevato dall'oscilloscopio in unità arbitrarie (mV), $\rho_{u.a.}$, è proporzionale al profilo di carica elettrica all'interno del materiale e alla carica sulle armature. Integrando tale segnale si ottiene una curva, in unità arbitrarie, proporzionale al campo elettrico reale. Ottenuto l'andamento del campo in unità arbitrarie se ne calcola il valore medio. Rapportando il valore del campo laplaciano, E_L , (che rappresenta il valore medio reale in V/m) al valore medio del campo in unità arbitrarie, $E_{u.a.}$, si ottiene la costante di conversione K tra le u.a. e i V/m (Fig. 3.42):

$$K = \frac{E_L}{E_{u.a.}} \quad (3.32)$$

Moltiplicando il campo elettrico in unità arbitrarie per la costante K si ottiene l'andamento del campo elettrico reale in V/m. Ottenuto tale andamento si può determinare la costante di calibrazione K_{calib} di conversione tra u.a. e C/m^3 .

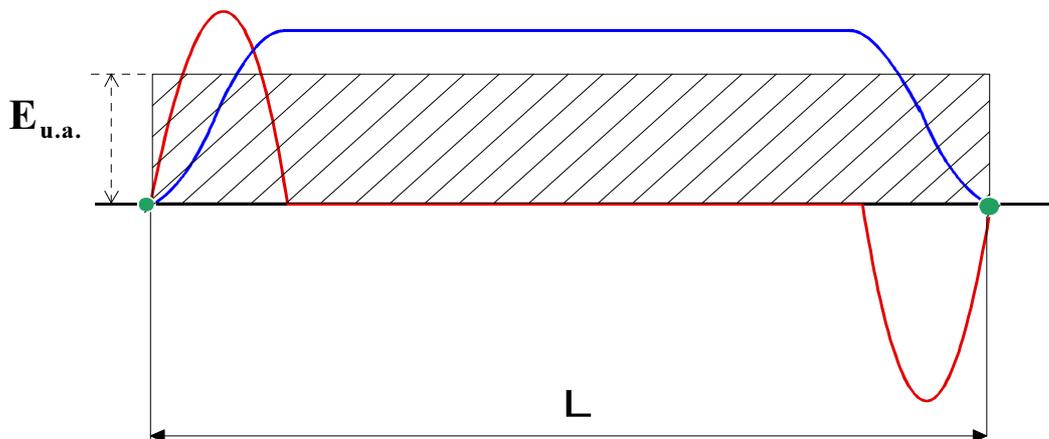


Figura 3.42

Determinazione della costante di conversione tra V/m e unità arbitrarie.

Per determinare la costante di calibrazione, K_{calib} , si fissa una particolare lunghezza di integrazione (L_2) che, per semplicità, è solitamente presa coincidente con la coordinata in cui il campo elettrico raggiunge il valore massimo, E_m , (Fig. 3.43). Si calcola, quindi, il valore medio della carica elettrica, ρ_{L_2} , in C/m^3 nell'intervallo di integrazione L_2 , tramite la relazione:

$$\rho_{L_2} = \frac{E_m \epsilon}{L_2} \quad (3.33)$$

dove ϵ è il valore della costante dielettrica del materiale.

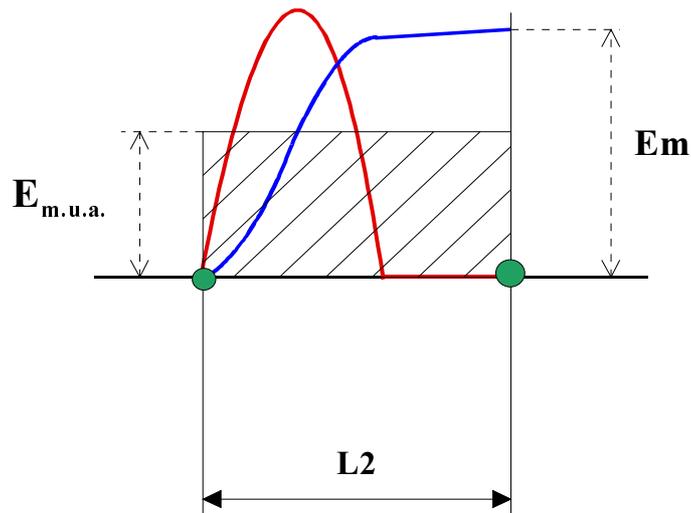


Figura 3.43

Determinazione della costante di calibrazione tra C/m^3 ed unità arbitrarie.

Analogamente si calcola il valore medio della carica in unità arbitrarie nell'intervallo $L2$, $\rho_{u.a.L2}$, tramite la relazione:

$$\rho_{u.a.L2} = \frac{1}{L2} \int_0^{L2} \rho_{u.a.} dz \quad (3.34)$$

Note le due grandezze ρ_{L2} e $\rho_{u.a.L2}$ è possibile determinare la costante di calibrazione come:

$$k_{calib} = \frac{\rho_{L2}}{\rho_{u.a.L2}} \quad (3.35)$$

Moltiplicando il segnale per la costante di calibrazione, così determinata, è possibile ottenere l'andamento della densità di carica spaziale all'interno del materiale $\rho(z) = k_{calib} \rho_{u.a.}(z)$.

3.4.2.2 Calcolo del campo elettrico Poissoniano e della tensione nota la distribuzione di carica spaziale

Le equazioni fondamentali da prendere in considerazione per eseguire tale calcolo sono:

$$\text{div}E = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (3.36)$$

$$E = -\text{grad}V \quad (3.37)$$

dalle quali si evince che, una volta ottenuta la distribuzione di carica ρ , è facile risalire al campo elettrico E ed alla tensione V .

Si è già detto che il PEA non fornisce informazioni nei piani perpendicolari alla direzione di propagazione dell'onda di pressione (direzioni x e y), ma solo nella direzione perpendicolare agli elettrodi (direzione z). Sostanzialmente, quindi, le rilevazioni ottenute rappresentano il valore medio della carica distribuita nel piano parallelo all'elettrodo in un'area pari a quella dell'elettrodo stesso. Ciò permette di scrivere le equazioni (3.36) e (3.37) in una forma unidimensionale:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho(z)}{\epsilon} \quad (3.38)$$

$$E_z = -\frac{\partial V_z}{\partial z} . \quad (3.39)$$

Dalle equazioni (3.38) e (3.39) si può facilmente risalire alle seguenti relazioni:

$$E(z) = \frac{\int_0^z \rho(z) dz}{\epsilon} \quad (3.40)$$

$$V(z) = -\frac{\int_0^z \int_0^z \rho(z) dz}{\epsilon} . \quad (3.41)$$

Nell'ipotesi che nel materiale provato non vi siano cariche spaziali si realizza una situazione come quella riportata in Fig. 3.44, dove in rosso è riportato il profilo di carica teoricamente ottenibile ed in blu il corrispondente andamento del campo elettrico, il quale in assenza di carica all'interno del materiale coincide con il campo laplaciano.

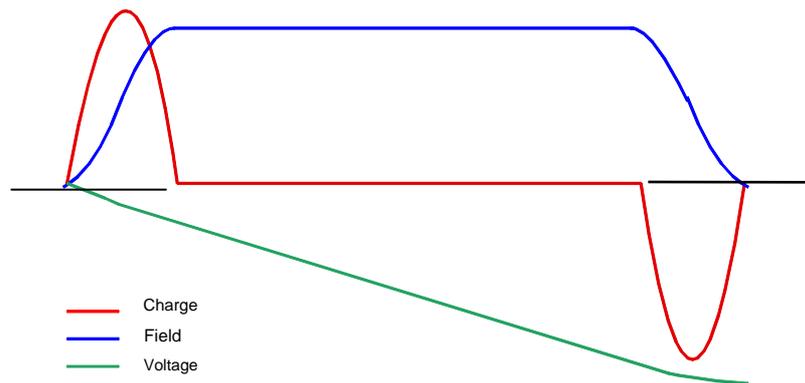


Figura 3.44

Diagramma riportante il profilo di carica, il corrispondente andamento del campo elettrico e della tensione, ottenibili nel caso di assenza di carica accumulata all'interno del materiale testato.

3.4.2.3 Metodo utilizzato per la deconvoluzione del segnale

Assumendo la funzione di trasferimento del complesso piezoelettrico-amplificatore come una funzione esponenziale e rilevando il segnale distorto in uscita dal sistema di amplificazione è possibile, attraverso un algoritmo numerico, riottenere il segnale in uscita dal trasduttore. Si assume che la funzione di trasferimento piezoelettrico-amplificatore $\Phi(t)$ sia esprimibile, nel dominio dei tempi, come segue:

$$\phi(t) = \delta - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (3.42)$$

dove δ è la funzione di Dirac e τ è la costante di tempo piezoelettrico-amplificatore. Nella Fig. 3.45 è riportato l'andamento della funzione di trasferimento $\Phi(t)$.

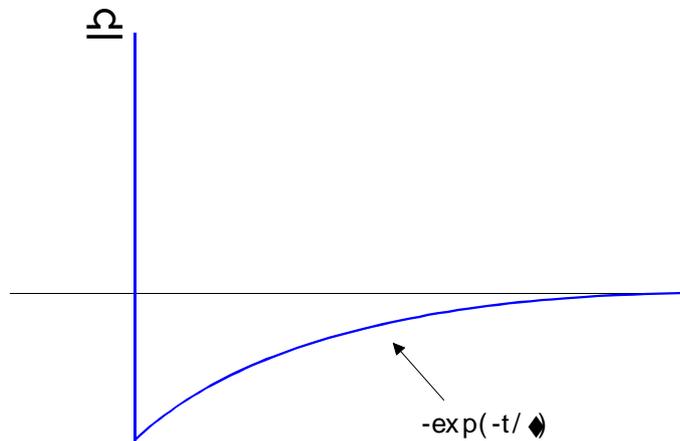


Figura 3.45

Funzione di trasferimento adottata per il complesso piezoelettrico-amplificatore.

Attraverso la trasformata di Laplace si può passare dal dominio dei tempi a quello delle trasformate, in cui si hanno numeri complessi indipendenti dal tempo, che facilitano la risoluzione matematica della funzione. Nel dominio delle trasformate si ha:

$$M(s) = R(s)\phi(s) \quad (3.43)$$

dove $R(s)$ è il segnale reale del trasduttore piezoelettrico e $M(s)$ è il segnale distorto che si preleva in uscita dall'accoppiamento piezoelettrico-amplificatore.

Tornando al dominio dei tempi la (3.43) è espressa come segue:

$$M(t) = \int_{-\infty}^t \phi(t')R(t-t')dt' \quad (3.44)$$

Considerando nullo il segnale per $t < 0$ la (3.44) diventa:

$$M(t) = \int_0^t \phi(t') R(t-t') dt' \quad (3.45)$$

Poiché il segnale che si rileva non è continuo ma campionato, è possibile trattare l'integrale come una sommatoria di termini finiti:

$$M(t) \cong \phi(0)R(t) + \phi(t_1)R(t-t_1) + \dots + \phi(t)R(0) \quad (3.46)$$

Essendo i tempi di campionamento dell'oscilloscopio costanti, ogni punto è diviso dal precedente e dal successivo da un intervallo temporale δ_t ($t_2 = t_1 + \delta_t$, $t_3 = t_2 + \delta_t = t_1 + 2\delta_t$, ..., $t_r = t_1 + r\delta_t$); si può quindi esprimere la (3.46) come segue:

$$M(t_r) = \phi_0 R_r + \phi_1 R_{r-1} + \phi_2 R_{r-2} + \dots + \phi_r R_0 \quad (3.47)$$

dove il generico R_{r-n} equivale a $R(t_r - n\delta_t)$ e la funzione di trasferimento dell'accoppiamento piezoelettrico-amplificatore, $\Phi(t)$, è espressa in forma discretizzata nel modo seguente:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= -\exp\left(\frac{-\delta_t}{\tau}\right) \\ \phi_2 &= -\exp\left(\frac{-2\delta_t}{\tau}\right) \\ &\dots \\ &\dots \\ \phi_r &= -\exp\left(\frac{-r\delta_t}{\tau}\right) \end{aligned} \quad (3.48)$$

Assumendo $\Delta = \exp(-\delta_t/\tau)$ costante per tutti i termini, la (3.48) diventa:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= -\Delta \\ \phi_2 &= -\Delta^2 \\ &\dots \\ &\dots \\ \phi_r &= -\Delta^r \end{aligned} \quad (3.49)$$

Resta da determinare ϕ_0 , che si può ottenere attraverso la seguente relazione:

$$\int_0^\infty \phi(t) dt = 0 \quad (3.50)$$

L'integrale di $\phi(t)$ è nullo per $t \rightarrow \infty$ in quanto l'accoppiamento piezoelettrico-amplificatore distorce la forma d'onda del segnale proveniente dal trasduttore, ma non ne cambia l'area complessiva. Se si sottrae, quindi, la parte negativa della funzione di trasferimento all'espressione sopra riportata si determina il valore della funzione di trasferimento all'istante zero. Dall'espressione (3.50) si ricava:

$$\phi_0 = -\int_0^{\infty} (-\exp(-\frac{t}{\tau})) dt = \tau ; \quad (3.51)$$

ϕ_0 risulta, quindi, numericamente uguale a τ (pur essendo un numero puro). ϕ_0 è solitamente assunto come un parametro variabile e, come precedentemente detto, nel programma realizzato per l'elaborazione è un parametro modificabile dall'operatore.

Dalle relazioni (3.49) e (3.51), sopra riportate, segue che gli elementi di $[\phi]$ sono facilmente calcolabili. Noto, quindi, il segnale distorto in uscita dal sistema di amplificazione, è possibile ricavare il segnale reale a partire dalla (3.47) mediante le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} R_0 &= \frac{M_0}{\phi_0} \\ R_1 &= \frac{(M_1 - \phi_1 R_0)}{\phi_0} \\ &\dots\dots\dots \\ &\dots\dots\dots \\ R_r &= \frac{M_r - \phi_1 R_{r-1} - \dots - \phi_r R_0}{\phi_0} . \end{aligned} \quad (3.52)$$

Le espressioni (3.52) possono essere conglobate nella seguente relazione generale:

$$R_n = \frac{M_n}{\phi_0} - \frac{\sum_{i=1}^n \phi_i R_{n-i}}{\phi_0} . \quad (3.53)$$

Se si assume, come precedentemente riportato, $\phi_i = -\Delta^i$, si ha:

$$R_n = \frac{M_n}{\phi_0} + \frac{\sum_{i=1}^n \Delta^i R_{n-i}}{\phi_0} . \quad (3.54)$$

Le relazioni ottenute sono implementate nel programma di elaborazione dati, nel quale $\phi_0 = \tau$ e Δ sono parametri modificabili dall'operatore in modo indipendente l'uno dall'altro. Essendo, quindi, $\Delta = \exp(-\delta/\tau)$, δ_i risulterebbe variabile. Nella realtà, però, δ_i è una costante; questo

grado di libertà, concesso artificialmente, è necessario per bilanciare le approssimazioni, rispetto alla realtà sperimentale, introdotte nella trattazione, le quali, inevitabilmente, introducono degli errori.