

# Prefazione

La rivelazione acustica costituisce una promettente possibilità per la rivelazione di neutrini astrofisici di energie superiori ai  $10^{18}$  eV. L'applicazione di tale tecnica richiede lo studio e la caratterizzazione dei segnali acustici attesi. Una sorgente impulsiva di tipo "sparker" è un buon modo per simulare la deposizione istantanea di energia in acqua e la produzione di un segnale acustico rivelabile per mezzo di un idrofono. Per questa dissertazione sono state eseguite alcune misure con una sorgente sparker e sono stati raccolti dati relativi al segnale acustico ed elettrico. Il lavoro di analisi si concentra sulla caratterizzazione dei segnali acustici rivelati e sulla loro correlazione con le misure di corrente e tensione.

Quanto segue è costituito da una parte introduttiva, una parte di analisi dati ed alcune considerazioni conclusive. Nell'introduzione sono esposte le motivazioni del lavoro, ovvero la possibilità di rivelare neutrini astrofisici di alta energia sfruttando la tecnica acustica. Sono presentati, inoltre, alcuni principi di acustica sottomarina, propagazione dell'onda di pressione da sorgenti puntiformi (facendo particolare riferimento a sorgenti di tipo "sparker") ed il modello di Rayleigh che sviluppa lo studio della formazione e del collasso di una bolla di vapore. La parte di analisi dati consiste nella descrizione dell'apparato sperimentale, delle misure effettuate e dei segnali rivelati. Le conclusioni riassumono i risultati dell'analisi, mettendo in evidenza i limiti delle misure ed i possibili sviluppi.

# Introduzione

## **Raggi cosmici e neutrini astrofisici di alta energia**

I raggi cosmici furono scoperti da Victor Hess nel 1912: con degli elettrometri montati su palloni aerostatici, egli osservò la presenza di particelle provenienti dallo spazio che avevano la proprietà di ionizzare un gas. Da allora, lo studio della radiazione cosmica ha costituito un importante strumento per l'esplorazione dell'universo e per la ricerca di fenomeni fisici non direttamente osservabili o facilmente riproducibili sul nostro pianeta<sup>1</sup>. Le particelle rivelate sulla terra si compongono di una parte detta "primaria" di origine cosmica (80% protoni, 15% nuclei di He, 4% nuclei pesanti, 1% elettroni ed una piccola percentuale di neutrini) e di una parte "secondaria" dovuta all'interazione della primaria con la materia (ciò che in realtà aveva osservato Hess), suddivisa a sua volta in una componente dura (75%, costituita da muoni) ed in una componente molle (25%, elettro-fotonica) [EID04].

Lo spettro dei raggi cosmici (figura 1) mostra il numero di particelle incidenti nell'unità di area e nell'unità di tempo in funzione dell'energia. Lo spettro ha un andamento a legge di potenza. Si nota che al crescere dell'energia diminuisce il numero di eventi attesi [web2]. Per rivelare particelle di alta energia è necessario, pertanto, disporre di apparati sperimentali di dimensioni crescenti.

Lo studio della componente primaria di neutrini di alta energia costituisce un importante settore di ricerca nel campo dell'astrofisica. I neutrini, particelle con massa trascurabile e con una sezione d'urto molto bassa ( $10^{-35}$  cm<sup>2</sup> per  $E_\nu=1$  TeV), non interagiscono con i campi elettromagnetici e arrivano inalterati sulla Terra, conservando informazioni sulla direzione della sorgente e agendo come sonde dell'universo.

---

<sup>1</sup> Anche la scoperta di C. Anderson del positrone, nel 1933, è avvenuta da misure di raggi cosmici. Hess e Anderson hanno ricevuto nel 1936 il Premio Nobel per la Fisica [web1].

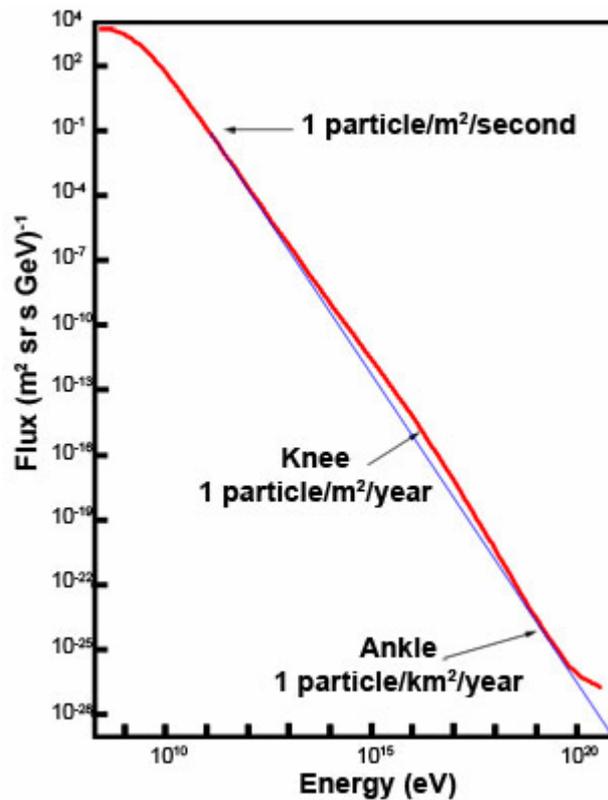


Figura 1 – Lo spettro dei raggi cosmici [web2].

I neutrini sono rivelati indirettamente attraverso la rivelazione dei prodotti di interazione del neutrino con i nucleoni vicini al rivelatore. Si considerano, ad esempio, reazioni con produzione di muoni:



L'angolo di deflessione tra la traiettoria del neutrino entrante e quella del  $\mu$  uscente è circa proporzionale a  $1/\sqrt{E}$  (dove con E si intende l'energia del neutrino in TeV), quindi per gli ordini di energia considerati si può assumere che la direzione del neutrino incidente coincida con quella, misurabile, del  $\mu$ . Il passaggio di muoni nel mezzo (ad esempio acqua) con velocità superiore a quella di propagazione della luce nello stesso mezzo genera radiazione Cherenkov<sup>2</sup> che può essere rivelata intorno alla traccia della particella mediante un reticolo di fotomoltiplicatori con passo inferiore alla lunghezza di

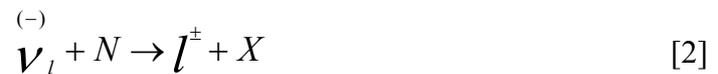
<sup>2</sup> La radiazione Cherenkov si genera per effetto della diseccitazione dei nucleoni del mezzo. L'emissione di radiazione coerente avviene lungo la superficie di un cono (cono Cherenkov), ad un angolo fisso che dipende dall'indice di rifrazione del mezzo [web3].

attenuazione della luce nel mezzo (in acqua  $\sim 50 \div 60\text{m}$ ). Questa tecnica, detta tecnica Cherenkov, costituisce lo strumento standard per la rivelazione di neutrini astrofisici di alta energia ( $10^{13} - 10^{16}$  eV). Alcuni esempi di “telescopi Cherenkov” sono DUMAND [web4] (in acqua, nell’arcipelago delle Hawaii) progettato ma non realizzato, BAIKAL [web5] (sul fondo del lago omonimo), AMANDA [web6] ed ICECUBE [web7] (che sfruttano il ghiaccio come radiatore Cherenkov), NESTOR [web8] (nel Mediterraneo), ANTARES [web9] (nel Mediterraneo, che ricostruirà la traiettoria dei muoni con precisione di qualche decimo di grado). NEMO [web10][web11] è un progetto italiano il cui obiettivo è la realizzazione, nel Mediterraneo, di un telescopio Cherenkov per neutrini astrofisici di alta energia dal volume di circa  $1 \text{ Km}^3$  a causa del piccolo flusso e della bassa sezione d’urto dei neutrini. Tali dimensioni per l’apparato sperimentale sono necessarie per poter avere un campione statisticamente valido di eventi. E’ necessario, inoltre, posizionare l’apparato in acqua a profondità elevate in modo da schermare il rivelatore dai raggi cosmici e da muoni atmosferici.

Per energie  $>10^{16}-10^{17}$  eV i flussi di neutrini aspettati sono talmente poco intensi che un apparato da  $1\text{Km}^3$  non sarebbe sufficiente a garantirne l’osservazione. La tecnica di rivelazione Cherenkov non permette, a costi ragionevoli, di aumentare la dimensione del rivelatore di uno o due ordini di grandezza rispetto al telescopio per neutrini da  $1\text{Km}^3$ . Per neutrini di energia superiore ( $E >10^{18}$  eV ) sono in studio tecniche alternative, come la rivelazione dei segnali radio (RICE [web12], ANITA [web13]) e acustici indotti dalla interazione dei neutrini [CAP01]. In particolare, la tecnica acustica permette di aumentare la spaziatura dei rivelatori in quanto la lunghezza di propagazione dell’onda sonora in acqua è maggiore di quella della luce e si possono quindi raggiungere più facilmente le dimensioni ( $\sim 10 \div 100\text{Km}^3$ ) dell’apparato sperimentale di rivelazione.

La rivelazione acustica viene effettuata per mezzo di idrofoni che trasformano un segnale di pressione (l’onda sonora provocata dalla particella che passa in acqua) in un segnale elettrico. Caratterizzando questo segnale si possono rivelare neutrini UHE (Ultra High Energy). Il modello, che verrà approfondito nei successivi paragrafi e che è alla base di questo lavoro sperimentale, considera la deposizione di energia da parte del

neutrino come istantanea in quanto avviene ad una velocità maggiore della velocità di propagazione del suono nel mezzo. L'interazione del neutrino con i nucleoni del mezzo è descritta da:



dove  $l$  è il sapore del leptone,  $N$  è il nucleone bersaglio,  $X$  è l'adrone o lo sciame adronico prodotto dall'interazione. L'interazione è di tipo debole e genera uno sciame adronico (dalla frammentazione del nucleone bersaglio) ed un leptone che interagendo con la materia produce sciami elettromagnetici. L'energia posseduta dai prodotti dell'interazione del neutrino con la materia (leptone e sciame adronico) viene rilasciata approssimativamente in un cilindro in un tempo  $\tau \sim 10^{-8}$ s, considerando che le particelle si muovono circa alla velocità della luce  $c$ . Dalle pareti di questo cilindro si genera un'onda di pressione. Le particelle che attraversano il liquido, infatti, cedono energia riscaldando il mezzo localmente e ciò provoca una espansione del mezzo. Il meccanismo idrodinamico è il fenomeno con cui l'energia rilasciata nel liquido viene dissipata più velocemente ed è la causa del segnale rivelato. Il segnale acustico che si considera è dovuto quasi esclusivamente al passaggio dello sciame elettromagnetico (per  $E_\nu < 10^{18}$ eV) e alla componente adronica (per  $E_\nu \sim 10^{20}$ eV) [LEH02]. La frequenza dell'onda di pressione che si propaga è dell'ordine di qualche decina di KHz ( $\nu = c_s/r$ ,  $c_s=1500$  m/s velocità del suono in acqua,  $r \sim 20$  cm raggio del cilindro).

L'applicazione della tecnica acustica alla rivelazione di neutrini richiede ulteriore e più approfondita comprensione del meccanismo idrodinamico di generazione del segnale. E' necessario simulare la sorgente acustica per mezzo di una deposizione impulsiva di energia e svolgere misure di calibrazione.

Scopo di questo lavoro è realizzare la deposizione in acqua di energie molto elevate attraverso l'utilizzo di sorgenti che si possono considerare puntiformi (sparker) e caratterizzare il segnale provocato da queste scariche sia come segnale acustico sia come segnale in tensione e corrente.

E' necessaria, quindi, una presentazione della fisica legata all'acustica sottomarina, alla formazione e propagazione dell'onda di pressione e dei processi che avvengono durante

la scarica in un liquido dielettrico e in un liquido conduttore, per poi passare all'analisi e allo studio dei dati sperimentali.

## **Suono in acqua – principi**

Scopo di questo paragrafo è la discussione di alcuni principi fondamentali dell'acustica sottomarina utili per la descrizione dei fenomeni fisici che si vogliono studiare.

L'onda sonora che si propaga in acqua è un'onda longitudinale, che oscilla quindi lungo la direzione di propagazione dell'onda stessa e che viaggia con una velocità

$$v = \sqrt{(K/\rho)} \quad [3]$$

con K parametro caratteristico del mezzo (*coefficiente di compressibilità*) e  $\rho$  densità del mezzo.

Le onde sonore sono delle fluttuazioni di pressione (compressione e rarefazione del mezzo) e rappresentano un meccanismo di trasporto di energia meccanica. Si può correlare la pressione all'intensità dell'onda attraverso la relazione :

$$\mathbf{I} = \frac{p^2}{\rho c_s} \quad [4]$$

dove I è l'intensità acustica, P la pressione,  $\rho$  la densità del mezzo,  $c_s$  la velocità del suono nel mezzo [GAU98].

La velocità di propagazione del suono in acqua  $c_s$  è  $\cong 1500$  m/s. Il valore effettivo di  $c_s$  dipende fortemente dai parametri ambientali quali la temperatura, la salinità (percentuale di sale per unità di massa di liquido) e la profondità. Una buona rappresentazione di questa dipendenza è fornita dalla formula di Wilson [web14]:

$$c_s = 1449 + 4.6 \cdot T - 0.055 \cdot T^2 + 0.003 \cdot T^3 + (1.39 - 0.012 \cdot T) \cdot (S - 35) + 0.017 \cdot Z \quad [5]$$

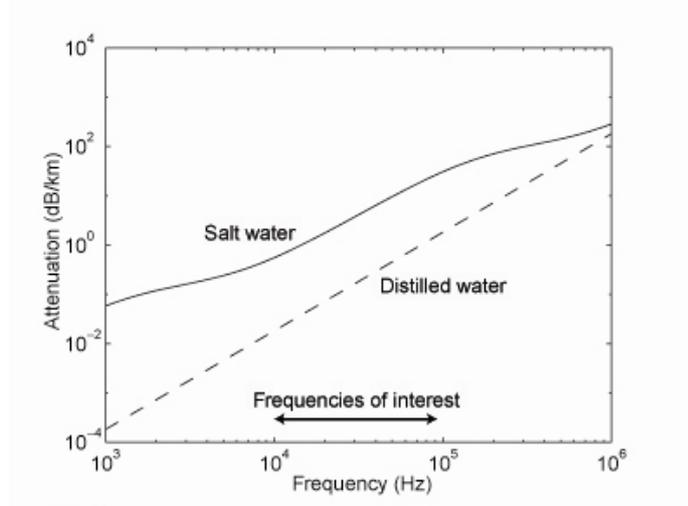
dove T è la temperatura (in °C), S la salinità del mezzo (quantità dimensionale che indica la percentuale di sale per unità di massa di acqua), Z la profondità (in m, misurata considerando come zero la superficie dell'acqua e la profondità come una quantità positiva).

Nello studio della propagazione dell'onda sonora il parametro fondamentale è il coefficiente di attenuazione che ha la seguente espressione [LEH02]:

$$\alpha(\text{dB/Km}) = (10^4 / \ln 10 \omega_0 c_s)(2\pi f)^2 \quad [6]$$

dove  $f$  è la frequenza del segnale e  $\omega_0$  è la frequenza caratteristica di attenuazione, funzione della frequenza dell'onda ma che può essere considerata costante,  $\omega_0 \cong 2.5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$  per l'intervallo di frequenze studiato ( $f = 10\text{-}100 \text{ kHz}$ ). Da notare è che l'intensità dei segnali acustici è solitamente espressa in  $\text{dB} = 10 \cdot \log_{10}(I/I_{\text{rif}})$ .

Si noti inoltre che l'attenuazione va come  $f^2$  e quindi alle alte frequenze l'assorbimento è maggiore.  $\alpha$  dipende anche dai parametri ambientali, ad esempio dalla salinità, come si vede dalla figura 2 dove sono messe a confronto le proprietà dell'acqua di mare e dell'acqua distillata.



**Figura 2** – Coefficiente di attenuazione a 25 °C, in funzione della frequenza [LEH02].

Il processo di attenuazione è in generale un processo lineare. La perdita di energia dopo un percorso  $dx$  nel mezzo è

$$dI = -I \alpha dx \quad [7]$$

dove con  $I$  si intende l'intensità del suono. Questa formula permette di stimare la distanza massima che il segnale può raggiungere, e quindi la distanza massima tra due rivelatori successivi. Integrando la formula 7 si ottiene per l'intensità  $I$  un decadimento di tipo esponenziale,

$$I = I_0 e^{-\alpha x} = I_0 e^{-\frac{x}{L}} \quad [8]$$

con  $L = \frac{1}{\alpha}$  lunghezza di attenuazione, ossia la distanza a cui  $I$  si riduce di un fattore  $\frac{1}{e}$ .

Considerando che il coefficiente di attenuazione in acqua marina è  $\alpha \sim 1.5 \cdot 10^{-8} \cdot v^2$  dB/Km [web14], per le frequenze studiate ( $\sim$ kHz) si ottiene che, in queste condizioni, si ha una lunghezza di attenuazione dell'ordine del Km. Considerazioni analoghe nel caso della luce ci portano a calcolare una lunghezza di attenuazione dell'ordine di alcune decine di metri, che implica una distanza tra i sensori dello stesso ordine di grandezza. Questo è un motivo che favorisce la rilevazione acustica per i neutrini di energia  $E > 10^{18}$  eV, quando il piccolo numero di eventi aspettato richiederebbe un volume di rivelazione dell'ordine di qualche Km<sup>3</sup> e quindi un numero elevatissimo di sensori ottici. L'elevato valore della lunghezza di attenuazione acustica, invece, permetterebbe di coprire lo stesso volume sensibile con un numero limitato di sensori. Si può pertanto affermare che l'acqua (in particolare quella marina) risulta opaca alla radiazione elettromagnetica, mentre è trasparente alla trasmissione acustica.

## **Propagazione dell'onda di pressione da sorgente puntiforme**

Le equazioni che descrivono la propagazione di un impulso acustico nel mezzo sono tre [LEA79]:

equazione del moto (dimensionalmente analoga all'equazione di Newton):

$$\rho_0 \dot{u}_x = -\frac{\partial p_e}{\partial x} \quad [9]$$

Equazione di continuità (che assicura la conservazione del numero di particelle):

$$\rho_0 \frac{\partial u_x}{\partial x} = -\frac{\partial \rho_e}{\partial t} \quad [10]$$

Equazione di stato (Stokes):

$$p_e = \rho_e \frac{K_s}{\rho_0} + \frac{\zeta}{\rho_0} \dot{\rho}_e \quad [11]$$

dove:  $\rho_0$  densità del mezzo all'equilibrio,  $u_x$  velocità della particella nella direzione x (il punto sta per la derivata temporale), p pressione,  $K_s$  compressibilità del mezzo,  $\zeta$  è una costante relativa alla viscosità del mezzo. Il pedice "e" indica valori non di equilibrio.

Si vuole descrivere analiticamente attraverso la formula di D'Alembert la propagazione dell'impulso acustico (onda di pressione) prodotto dal riscaldamento locale del liquido. La trattazione riguarda una sorgente puntiforme, in quanto una distribuzione discreta può essere descritta come somma di sorgenti puntiformi ed una distribuzione continua può essere descritta introducendo la densità di energia per unità di volume. In questo modo è possibile studiare dal punto di vista analitico l'onda di pressione generata dal cilindro con cui si è schematizzato in precedenza il volume dove viene rilasciata l'energia del neutrino .

L'equazione che descrive l'onda in termini della pressione è la seguente (completa con i termini dissipativi) [LEA79]:

$$\nabla^2 (p(\vec{r}, t) - \frac{1}{\omega_0} \dot{p}(\vec{r}, t)) - \frac{1}{c_s^2} \ddot{p}(\vec{r}, t) = -\frac{\beta}{C_p} \ddot{q}(\vec{r}, t) \quad [12]$$

con:  $\omega_0 = K_s / \zeta \sim 10^{12}$  Hz,  $c_s \sim 1500$  m/s,  $\beta$  è il coefficiente di espansione termica,  $C_p$  è il calore specifico a pressione costante,  $\ddot{q}(\vec{r}, t)$  è legata alla velocità di deposizione di energia in forma di calore (dE/dt).

Ipotesi importante è che il processo sia adiabatico, quindi tutto il calore viene disperso attraverso la perturbazione e si considera trascurabile la conduzione tra la zona perturbata e quella circostante (infatti il valore del  $C_p \sim 2610 \cdot 10^{10}$  [MeV/g °C] per l'acqua distillata è molto elevato ed è circa come il  $C_p$  dell'acqua marina [LEA79]). Dalla formula 12 si vede che il termine noto è legato alle caratteristiche della perturbazione che genera l'onda di pressione e quindi alle caratteristiche della deposizione di energia. Non si riportano i passaggi riguardanti le soluzioni dell'equazione nello spazio delle frequenze [LEA79], che comunque sottolineano ciò che già è stato considerato e cioè una dipendenza di tipo quadratico dalla frequenza di propagazione per quanto riguarda l'assorbimento nel mezzo.

La soluzione del problema si semplifica se si considera la deposizione dell'energia come istantanea e puntiforme, cioè del tipo:

$$E = E_0 \delta(t) \delta(\vec{r}) \quad [13]$$

Questa ipotesi è lecita in quanto il tempo di deposizione dell'energia è molto minore rispetto al tempo di trasporto meccanico dell'energia. La soluzione diventa [LEA79]:

$$p(r, t) = \frac{E_0 \beta}{4\pi C_p} \frac{\delta'(\frac{r}{c} - t)}{r} \quad [14]$$

con  $E_0$  che rappresenta la quantità totale di energia depositata ed  $r$ , la distanza tra l'idrofono ed il punto sorgente dell'impulso acustico, è una grandezza scalare, in quanto il problema ha simmetria sferica. Si sottolinea così anche dal punto di vista analitico il fatto che il segnale acustico rivelato possa essere considerato come isotropo e quindi nell'analisi sperimentale si devono prendere in considerazione tutte le possibili riflessioni dell'onda di pressione provenienti da ogni direzione.

## Sorgente sparker e fisica delle bolle

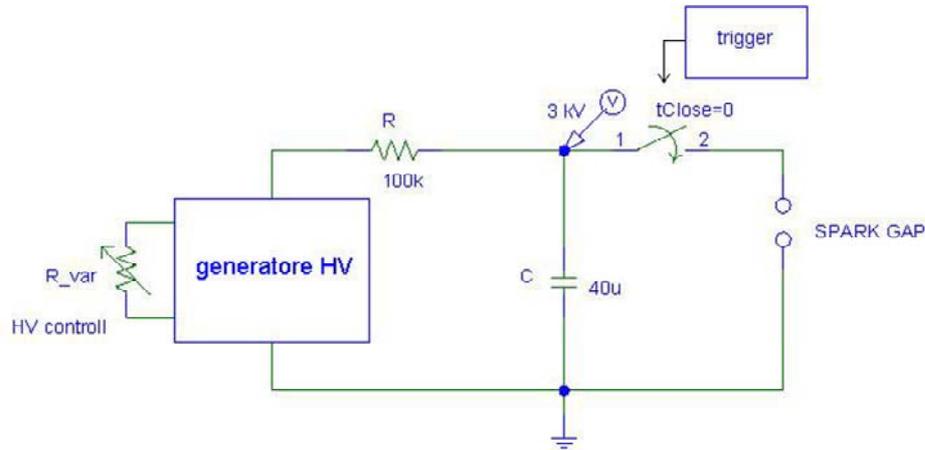
Si vuole ora studiare ciò che avviene nel liquido quando si deposita una grande quantità di energia utilizzando sorgenti puntiformi (sparker) e la formazione della bolla di vapore associata alla scarica in acqua. Bisogna cioè collegare il segnale acustico che si rivela al fenomeno fisico che lo genera.

Lo schema semplificato del circuito della sparker è riprodotto in figura 3<sup>3</sup>. La resistenza inserita ( $R$ ) rappresenta tutte le resistenze parassite presenti nel circuito. La tensione accumulata sul banco di capacitori si trasferisce, alla chiusura dell'interruttore, sulla gap (punte di tungsteno poste a distanze minori di 1.5 mm)<sup>4</sup>. La tensione sul condensatore è circa ~3000 V, impostata attraverso un comando di controllo dell'alta tensione, mentre quella effettiva tra le punte (elettrodi) è minore a causa di cadute di tensione lungo il

<sup>3</sup> Cfr. Appendice A per uno schema più dettagliato del circuito relativo alla sparker utilizzata per le misure.

<sup>4</sup> Nelle misure eseguite per questo lavoro, l'interruttore fornisce, inoltre, il segnale di trigger utilizzato dal circuito di acquisizione dell'idrofono.

circuito. Il materiale tra gli elettrodi (acqua, cioè un mezzo dielettrico) inizialmente impedisce il passaggio di corrente.



**Figura 3** – Schema semplificato di una spark-gap.

Dopo un certo tempo (tempo di breakdown), con il liquido che ha raggiunto lo stato di plasma (creando un canale di alta conduzione), si innesca una scarica elettrica tra le punte che permette il passaggio di corrente ed il rilascio di energia in acqua per effetto Joule. Il liquido si comporta, quindi, come una resistenza variabile su cui si chiude il circuito.

L'attenzione si concentra su due situazioni: la scarica in un liquido dielettrico (acqua) e la scarica in un liquido conduttore (acqua salata). La conducibilità elettrica è legata alla presenza di ioni nel mezzo che sotto l'azione di un campo elettrico esterno determinano il passaggio di corrente elettrica. Nel caso di acqua distillata le concentrazioni molarie di ioni  $H^+$  e  $OH^-$  sono  $10^{-7}$  moli/litro che corrispondono a  $\sim 6 \cdot 10^{13}$  ioni/cm<sup>3</sup> contro  $10^{23}$  elettroni di conduzione presenti in 1 cm<sup>3</sup> di rame (conduttore). L'elevato valore della resistività dell'acqua ( $\sim 2.2 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ ) è giustificato, quindi, dal basso numero di portatori e dalla loro bassa mobilità (velocità di deriva dei portatori per unità di campo elettrico applicato) [MEN99].

Per quanto riguarda i dielettrici, grande importanza risiede nel fenomeno della polarizzazione elettrica del mezzo, cioè l'acquisizione di un momento di dipolo dovuto alla presenza di un campo elettrico esterno. Ciò può avvenire in due modi: per

orientamento o per deformazione, quest'ultima riguarda maggiormente l'acqua che è una molecola polare (con un suo momento di dipolo, che viene indotto a disporsi lungo le linee di campo). Ai due modi sono associate due costanti di polarizzabilità elettronica ( $\alpha_{\text{def}}$ ,  $\alpha_{\text{ori}}$ ). La formalizzazione di tutto questo discorso è data dalla formula:

$$\vec{P} = n\alpha\vec{E}_l \quad [15]$$

dove  $n$ , numero di molecole per unità di volume,  $\alpha = \alpha_{\text{def}} + \alpha_{\text{ori}}$ ,  $\vec{E}_l$  il campo elettrico locale agente sulle singole molecole, dovuto sia al campo esterno sia all'azione delle molecole circostanti. Il fatto che il dielettrico sia polarizzato comporta che la situazione si possa schematizzare con la presenza di ulteriori cariche elettriche benché le reali cariche non si possano muovere [MEN99].

#### Scarica in liquido dielettrico

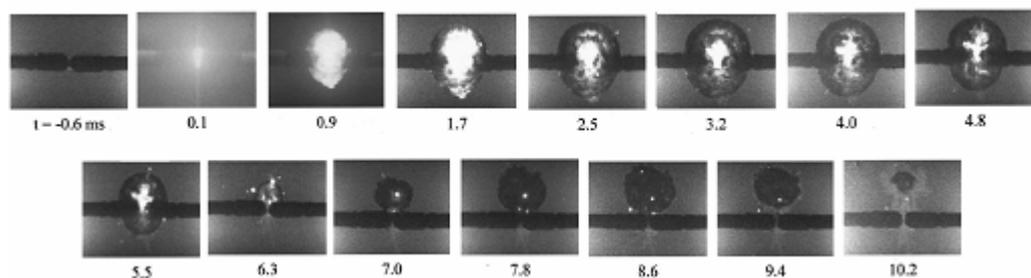
Nei liquidi dielettrici (cioè con scarsa conducibilità elettrica) il meccanismo iniziale che porta alla scarica è la presenza di alti campi elettrici ionizzanti. Questi sono ottenuti sfruttando l'“effetto punta”, legato alla forma geometrica degli elettrodi per cui in vicinanza di un conduttore il campo elettrico è tanto più intenso quanto più piccolo è il raggio di curvatura [MEN99]. Il liquido che si trova tra le punte raggiunge lo stato di plasma attraverso una iniziale creazione di “streamers” che, accrescendosi, creano un canale per il passaggio della corrente, il cosiddetto “breakdown” [web15]. Ciò che provoca il segnale acustico è proprio il rilascio istantaneo in acqua di un'enorme quantità di energia (dovuta al passaggio di una elevata corrente elettrica) con l'immediata espansione del canale che crea un'onda d'urto (onda di pressione e quindi segnale acustico) [BUO98], al quale segue la scarica ad arco con formazione di una bolla di vapore.

#### Scarica in liquido conduttore

Se si disciolgono in soluzione acquosa dei sali, caratterizzati da legami eteropolari, la conducibilità dell'acqua aumenta notevolmente poiché i legami tendono ad allentarsi e

negli urti dovuti all'agitazione termica le molecole si possono scindere, con la conseguente formazione di ioni.

Il primo stadio della scarica elettrica può essere modellato da un set di equazioni che descrivono il processo termico di trasferimento di energia al liquido per effetto Joule [BUO98]. La velocità con cui si riscalda il liquido, ottenuta da questo modello, mostra che c'è una forte correlazione tra la vaporizzazione in prossimità della superficie degli elettrodi e l'instaurarsi di un canale di plasma che porta alla scarica ad arco. Quindi il breakdown di un liquido conduttore sembra essere la conseguenza di un processo termico che dipende dall'energia piuttosto che da un valore di campo elettrico come invece avviene per i dielettrici. Sperimentalmente [OLS93], infatti, si è visto che la scarica non avviene prima che sia stata ceduta al liquido un'energia di soglia (energia di vaporizzazione) e che inoltre il tempo di breakdown è maggiore del tempo di vaporizzazione [BUO98]. Questo significa che c'è un intervallo temporale in cui tra gli elettrodi è presente vapore e la formazione della scarica è legata proprio alla ionizzazione di tale vapore. Riassumendo quanto descritto, la scarica di centinaia di Joule in meno di  $1 \text{ cm}^3$  ed in un intervallo di tempo minore del secondo porta ad un improvviso riscaldamento del mezzo e alla formazione di vapore tra gli elettrodi. Durante la vaporizzazione la densità della regione interessata diminuisce a seguito di un'espansione, facendo quindi diminuire anche la rigidità dielettrica del mezzo<sup>7</sup>. Ciò favorisce la ionizzazione ad opera del campo esterno e la creazione del canale altamente conduttivo di plasma [web15] che, collegando gli elettrodi, fa avvenire la scarica.



**Figura 4** – Selezione di fotogrammi che mostrano la crescita e il collasso di una bolla. Il tempo  $t_0$  identifica il breakdown [BUO02].

<sup>7</sup> La rigidità dielettrica è il valore di campo elettrico massimo applicabile oltre il quale si realizzano scariche elettriche.

In entrambi i casi (liquido conduttore e liquido dielettrico), successivamente alla formazione del plasma si può assistere alla formazione e alla rapida crescita della bolla di vapore (figura 4). Il modello teorico utilizzato per descrivere l'espansione ed il collasso della bolla è il modello di Rayleigh [BUO02]. L'ipotesi fondamentale che semplifica la descrizione del problema è che la velocità con cui la bolla si espande o collassa è abbastanza bassa, e che la pressione all'interno della bolla si mantiene costante. Grazie a ciò, si può considerare la bolla come una cavità piena ed il moto delle pareti della bolla come dovuto alla differenza tra la pressione interna (di vapore) e quella esterna (idrostatica). Imponendo la conservazione della massa, si può ricavare la seguente formula, che descrive la velocità delle pareti durante il collasso dopo che il raggio  $R$  ha raggiunto il valore massimo  $R_{\max}$ , con il vapore che inizia a ricondensarsi e la bolla a contrarsi:

$$\dot{R} = -\left[\frac{2(p_{\infty} - p_v(T))}{3\rho} \left(\frac{R_{\max}^3}{R^3} - 1\right)\right]^{1/2} \quad [16]$$

Dall'espressione del tempo di collasso si ottiene, per la fase di collasso, la seguente espressione per la differenza tra la pressione del liquido e quella all'interno della bolla:

$$p_{\infty} - p_v(T) = 0.837\rho \frac{R_{\max}^2}{t_c^2} \quad [17]$$

dove  $R$  raggio istantaneo della bolla,  $\rho$  densità del liquido,  $t_c$  tempo di collasso,  $p_{\infty}$  pressione idrostatica esterna,  $p_v$  pressione di vapore, in generale funzione della temperatura del liquido.

Durante l'espansione della bolla ha luogo l'evaporazione del guscio liquido a contatto col vapore interno che è a temperature più alte, mentre la condensazione caratterizza la fase di collasso della bolla. Ovviamente lo scambio di calore causa una variazione di temperatura e di conseguenza ha effetti sulla pressione (del liquido e del vapore), ma l'evoluzione della bolla può comunque essere considerata come un processo isoterma tranne che nella prima espansione, quando il plasma si deve raffreddare adiabaticamente finché la bolla non raggiunge il suo  $R_{\max}$ . È da considerare il fatto che, sperimentalmente, l'andamento della prima espansione (dopo il breakdown) sia più veloce di quanto preveda il modello [BUO02]; ciò è dovuto alle alte temperature

raggiunte dal vapore interno. Se si trascura però questa prima espansione si possono considerare uguali i tempi di espansione e di collasso, con buon riscontro sperimentale. Si definisce, quindi, il tempo di vita della bolla (detto tempo di delay):

$$t_d = 2 t_c = 1.83 R_{\max} \left[ \frac{\rho}{p - p_v(T)} \right]^{1/2} \quad [18]$$

Dopo circa due cicli di espansione e collasso, la pressione di vapore diventa trascurabile e la temperatura interna è molto diminuita. Qualitativamente si può dire che la bolla continua ad oscillare con valori di raggio minori di un terzo di  $R_{\max}$  e che queste oscillazioni non possono più essere considerate isobare o isoterme. Per questa seconda fase il modello di Rayleigh fallisce nella descrizione del fenomeno.

Si può quindi iniziare a schematizzare il processo fisico osservato indotto da una sorgente sparker con un segnale acustico iniziale (primario), poco intenso e legato al breakdown (improvvisa espansione del liquido che genera onda d'urto), ed uno successivo (secondario), legato alla formazione della bolla, ritardato rispetto al primario e molto più intenso. L'energia acustica dell'impulso secondario, legata all'implosione della bolla, può essere ricavata misurando l'energia potenziale al valore  $R_{\max}$ . Assumendo, infatti, che il processo sia isobaro, ipotesi plausibile nei primi due cicli, l'energia potenziale che viene dissipata durante l'implosione è uguale al lavoro compiuto dal liquido esterno, il quale è ottenibile dalla seguente formula:

$$W = \frac{4}{3} \pi R_{\max}^3 (p_{\infty} - p_v) \quad [19]$$

La differenza tra  $E'$ , cioè l'energia della bolla al primo ciclo, e  $E''$ , quella al secondo ciclo, dà l'effettiva energia convertita interamente in segnale acustico. Si può collegare  $W$  all'energia immagazzinata nel condensatore che viene scaricata in acqua sfruttando la relazione  $\varepsilon = W/E_{el}$  (rapporto tra energia meccanica convertita in energia elettrostatica fornita) [CAN90]:

$$W = \varepsilon E = \frac{1}{2} \varepsilon C V^2 \quad [20]$$

dove  $C$  capacità,  $V$  voltaggio raggiunto dal banco di capacitori,  $E$  energia elettrica della scarica.  $W \neq E_{el}$  per la presenza di fenomeni dissipativi, come il riscaldamento del

liquido, l'evaporazione e la formazione del segnale luminoso durante la scarica. La conversione dell'energia meccanica in energia acustica avviene attraverso fenomeni che sono oggetto di ricerca. Si può, inoltre, definire un fattore di conversione:

$$\eta = \frac{E_{ac}}{E_{el}} = \beta \varepsilon \quad [21]$$

che descrive l'efficienza acustica del sistema partendo dall'energia elettrica, definendo

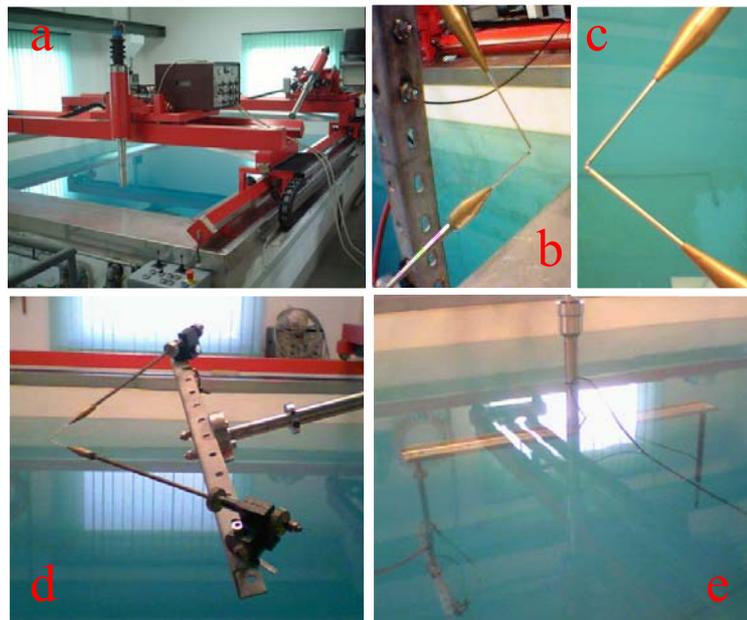
$\beta = \frac{E_{ac}}{W}$  l'efficienza di conversione da energia meccanica ad energia acustica. Sono

possibili perdite di efficienza dovute a diffrazioni, perdita di sfericità della propagazione dell'onda di pressione e fenomeni casuali difficilmente controllabili.

# Acquisizione ed analisi di segnali acustici generati in acqua

## Apparato sperimentale

Le misure sono state effettuate presso il laboratorio di acustica subacquea dell'IDAC (Istituto di Acustica, "O.M. Corbino" [web16]) in una vasca 5,5m x 4m x 6m con acqua dolce alla temperatura di  $21.5 \pm 0.5$  °C, costante durante tutta l'acquisizione dei dati. La vasca è sormontata da due guide che permettono il posizionamento dell'idrofono e della sorgente sparker.

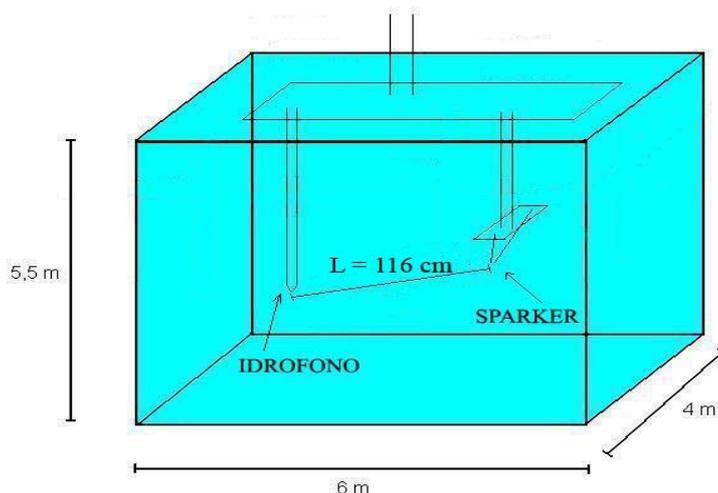


**Figura 5** – Alcune immagini del set-up sperimentale: (a) sistema di posizionamento, (b)-(c) punte di tungsteno, (d) supporto degli elettrodi, (e) apparato sperimentale in acqua; sono visibili, alle due estremità della sbarra di supporto, le punte e l'idrofono.

La distanza (gap) tra le punte di tungsteno è  $<1\text{mm}^6$ , in modo da poter considerare la sorgente come puntiforme. Lo schema di figura 6 raffigura l'apparato sperimentale in

<sup>6</sup> È stato verificato sperimentalmente che per gap maggiori 1.5mm non si rivela segnale: gli elettrodi sono troppo distanti affinché si inneschino i processi che portano alla scarica.

acqua con le distanze relative. L'apparato è posto a poco più di un metro di profondità, circa al centro della vasca. Tale disposizione consente di massimizzare il cammino dell'onda riflessa dalle superfici laterali del volume occupato dall'acqua, in modo che il segnale dovuto alla riflessione dell'onda di pressione non si sovrapponga al segnale diretto.



**Figura 6** - Rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale. L rappresenta l'effettiva distanza tra le punte e l'idrofono.

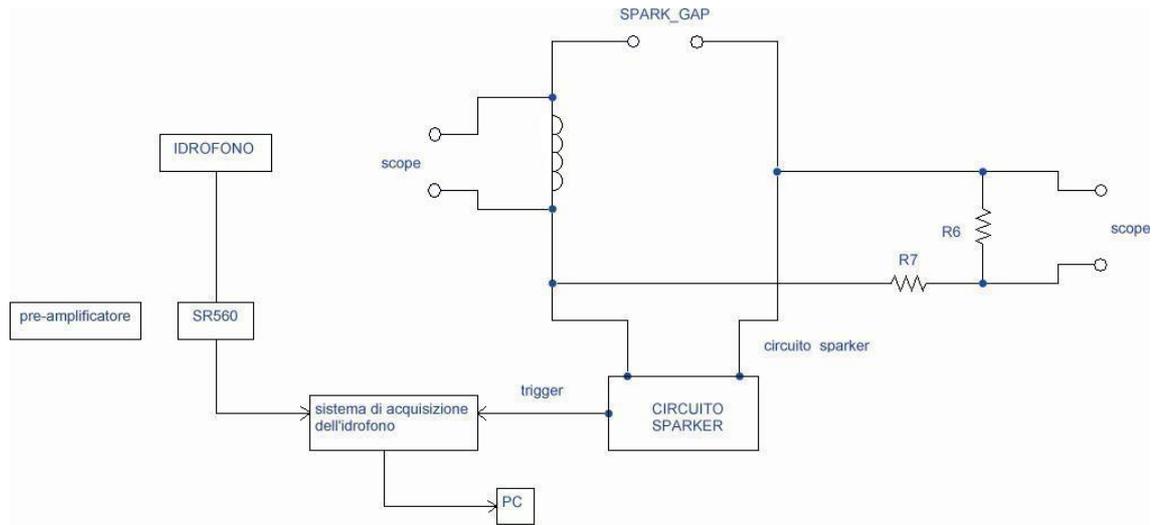
L'acquisizione dati è stata effettuata attraverso un circuito comprendente l'idrofono, per i segnali acustici, ed un circuito comprendente l'oscilloscopio per i segnali di tensione e corrente. La figura 7 mostra uno schema dell'apparato di misura.

Per la misura della tensione è stato utilizzato un partitore<sup>7</sup>. L'ampiezza del segnale di tensione non è pertanto una misura diretta della tensione che si applica ai capi della spark gap. Il partitore utilizzato permette di visualizzare sull'oscilloscopio tensioni non superiori ai 350 V partendo da una tensione iniziale di 3 kV.

Per la misura della corrente si è prelevato il segnale dal circuito della sparker sfruttando un avvolgimento, sul cavo del circuito, che chiude su una resistenza nota (50 Ω). Con questo espediente si misura la derivata del segnale di corrente sfruttando la corrente indotta dal cavo del circuito nel filo dell'avvolgimento [MEN99]. La tensione visualizzata sull'oscilloscopio corrisponde alla forza elettromotrice indotta

<sup>7</sup> Gli elementi costitutivi del partitore non sono puramente resistivi. Sono presenti capacità parassite che introducono una dipendenza dalla frequenza del segnale entrante.

$f_i = -\frac{\partial \phi(\vec{B})}{\partial t}$ , con  $\vec{B}$  campo magnetico di un filo rettilineo percorso da corrente, proporzionale alla corrente  $I$ , e  $\phi(\vec{B}) = LI$  dove  $L$  è l'induttanza. I limiti di questa misura stanno nel fatto che è incognita la resistenza su cui chiude il circuito di acquisizione e non è possibile determinare la costante d'integrazione, che permetterebbe di risalire dalla derivata al segnale vero.

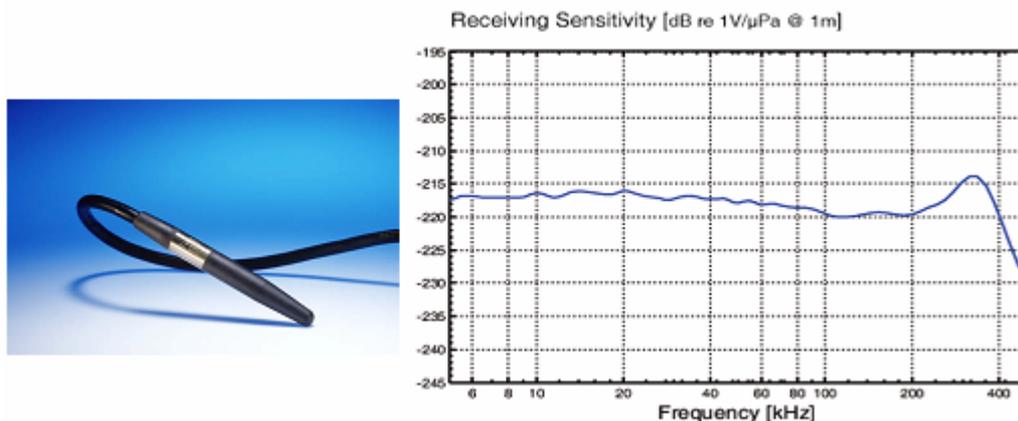


**Figura 7** - Schema dell'apparato d'acquisizione per i segnali di tensione e corrente.

L'oscilloscopio utilizzato è il modello THS720A della Tektronix [web17] che registra 2500 punti, con una frequenza di campionamento che dipende dalla scala dei tempi specificata per la visualizzazione (nelle misure effettuate, la frequenza è 2.5 e 5 MHz).

L'acquisizione acustica è stata effettuata attraverso l'idrofono RESON TC 4034 [web18] che ha una  $RS$  (receiving sensitivity) di  $-217$  dB re  $1V/\mu Pa \pm 3$  dB fino a 200 kHz (come mostrato in figura 8).

Il segnale dell'idrofono è stato fatto passare in un SR560 (low-noise preamplifier [web19]) che ha funzioni di pre-amplificatore e di filtro (30Hz-1MHz). Nelle misure effettuate l'SR560 è stato utilizzato come correzione di impedenza, con guadagno pari ad 1.



**Figura 8** – Idrofono e curva di sensibilità

L'acquisizione è stata effettuata attraverso la scheda NI PCI 6115 a 12 bit [web20] con il software LabVIEW 7.0 [web21]<sup>8</sup>. La frequenza di campionamento è di 10 MHz ed in ogni file di dati sono contenuti  $10^5$  campioni. La dinamica impostata è  $\pm 10$  V per cui si ha un errore relativo al singolo campione pari a  $20[V] / 2^{12} = 5 \cdot 10^{-3}$  V.

La sorgente sparker è stata posizionata a distanza di qualche metro dal pre-amplificatore dell'idrofono, per ridurre eventuali fenomeni di induzione elettromagnetica. Agendo manualmente sul circuito della sparker, si chiude l'interruttore e si trasferisce la tensione accumulata sul condensatore alle punte. La tensione impostata è stata mantenuta costante al valore di 3 kV, quindi per ogni scarica è circa costante l'energia ceduta all'acqua. Il circuito della sparker fornisce, inoltre, un impulso di trigger (single shot) di ampiezza 3.8 V e durata  $\Delta t = 150$  ms, che è stato utilizzato come trigger per il circuito di acquisizione dell'idrofono, per sincronizzare le misure. Il trigger per le misure elettriche, invece, è ottenuto utilizzando il fronte del segnale di tensione. Sia per le misure acustiche che per le misure elettriche sono stati acquisiti alcuni campionamenti di pre-trigger.

<sup>8</sup> LabVIEW è un linguaggio di programmazione grafica: la programmazione non avviene attraverso la stesura di un codice ma attraverso l'inserimento di oggetti e funzioni connessi tra loro. LabVIEW permette l'interfaccia con gli strumenti di misura.

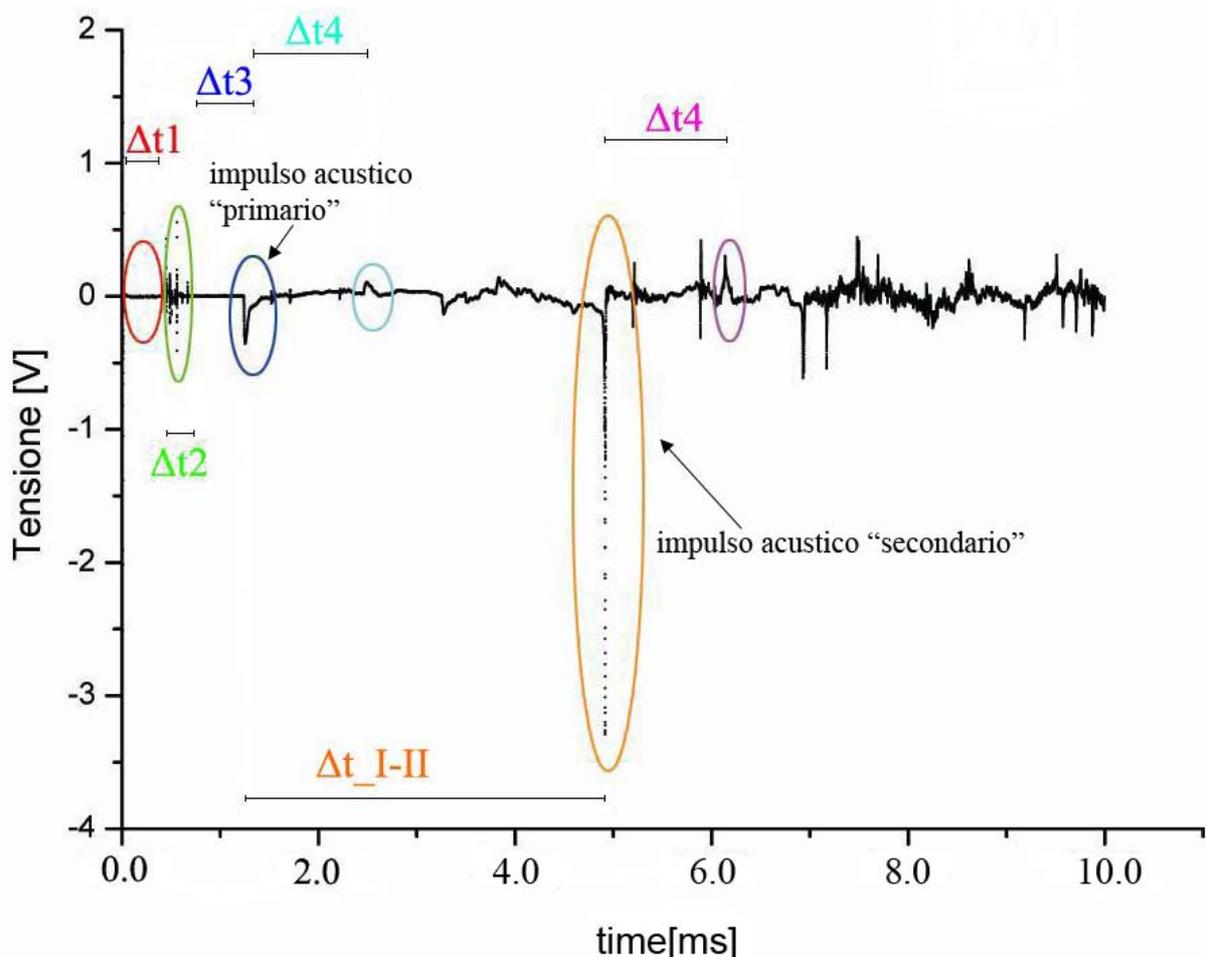
Scopo delle misure effettuate presso l'IDAC è l'analisi ed il confronto dei segnali in tensione e corrente con il segnale acustico derivante dalla scarica in acqua tramite spark gap.

Come sarà messo in evidenza nel seguito, si è trovato che una grande importanza è da attribuire, nell'analisi dei dati, alla successione cronologica delle misure e cioè delle scariche elettriche e successive acquisizioni dei campionamenti dei segnali acustici. Nonostante gli sforzi per mantenere costanti le condizioni di acquisizione, variano infatti le reali condizioni sperimentali nel susseguirsi delle misure. In particolare abbiamo notato un progressivo allontanamento delle punte di tungsteno dovuto essenzialmente all'elevato passaggio di corrente in ogni scarica.

## **Il segnale acustico**

Il segnale acustico rivelato può essere studiato analizzando, per ogni acquisizione, le quantità evidenziate in figura 9, che mostra una tipica acquisizione del segnale elettrico fornito dall'idrofono (l'idrofono è pertanto schematizzato come un trasduttore acustico-elettrico a guadagno costante). La parte iniziale del segnale, per tempi minori del ms, è dovuta a disturbi di natura elettromagnetica, che terminano dopo un tempo  $\Delta t_1 + \Delta t_2$ . Tale segnale indotto può essere messo in relazione con la dinamica riscontrata nelle misure di tensione e corrente (che si esauriscono in tempi dell'ordine del ms e sono mostrate ad esempio in figura 10). Nel tempo  $\Delta t_1 + \Delta t_2$  avviene il riscaldamento del liquido, che termina con il breakdown e con la produzione di un'onda d'urto, corrispondente, nella segnatura acustica, al primo picco di tensione (impulso primario), che si presenta dopo un tempo  $\Delta t_2 + \Delta t_3$  dall'inizio del disturbo elettromagnetico. Ci si aspetta che l'ampiezza dell'impulso primario non vari per le diverse acquisizioni, in quanto dipendente dall'energia elettromagnetica depositata nel mezzo che, come è stato detto, è costante. Il tempo  $\Delta t_2 + \Delta t_3$  può essere messo in relazione con la propagazione dell'onda di pressione dalle punte all'idrofono. Di seguito si vede il segnale dovuto alla riflessione del primario, attenuato in ampiezza rispetto al segnale diretto, dopo un tempo  $\Delta t_4$ . Il tempo di propagazione del segnale riflesso ( $\Delta t_2 + \Delta t_3 + \Delta t_4$ ) dipende solo dalla

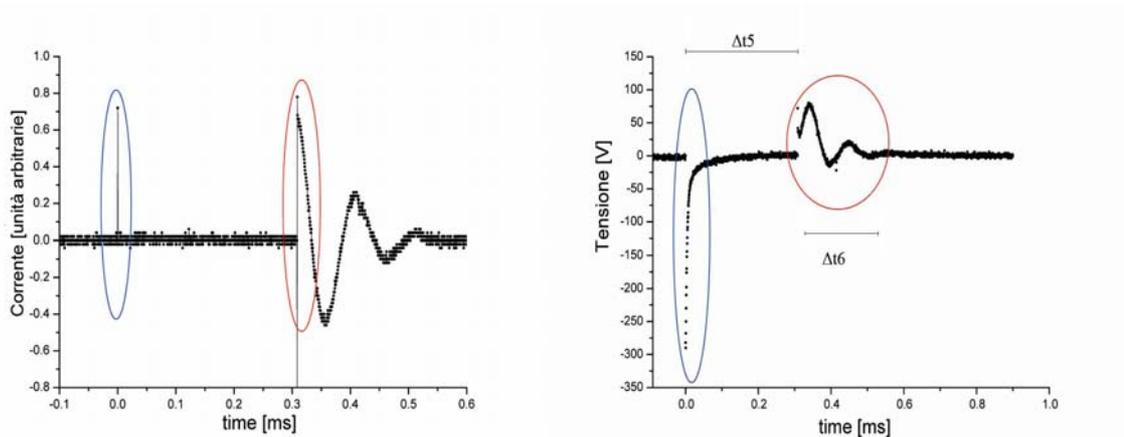
geometria dell'apparato e quindi dovrebbe rimanere costante in tutte le acquisizioni. Il picco secondario è causato dall'implosione della bolla di vapore formata tra gli elettrodi che, dopo aver raggiunto il raggio  $R_{max}$ , inizia a collassare. Il tempo che intercorre tra l'impulso primario ed il secondario ( $\Delta t_{I-II}$ ) corrisponde alla fase di evoluzione della bolla e dovrebbe essere costante per tutte le acquisizioni, in quanto dipendente dall'energia depositata nel mezzo. Piccole variazioni di questo tempo possono essere dovute, come vedremo, a deviazioni dal modello semplificato di Rayleigh per la descrizione del fenomeno, causate dalla non omogeneità del mezzo e dalla variazione delle condizioni sperimentali.



**Figura 9** – Esempio di segnale registrato dall'idrofono.

Dopo l'impulso secondario si può vedere il segnale dovuto alla sua riflessione, che però appare meno “pulito” rispetto al caso del primario, perchè si sovrappone alle successive riflessioni del primario. Si può comunque dire che è costante il tempo che intercorre tra i segnali “primari” e “secondari” e le rispettive prime riflessioni, come ci si aspetta dalle considerazioni sulla geometria dell'apparato.

## Il segnale di corrente e tensione



**Figura 10** – Esempio di segnale di corrente (derivata) e tensione

Come si vede nella figura 10, che rappresenta una tipica acquisizione delle grandezze elettriche (corrente e tensione) che caratterizzano le scariche, entrambi i segnali mostrano un carattere smorzato ed oscillante, caratteristico della scarica di una capacità in un circuito RLC in serie [BUO98]. Come già sottolineato l'ampiezza del segnale di tensione non è una misura diretta della tensione applicata ai capi della spark gap ma dipende dalla funzione di trasferimento del partitore. L'acquisizione per tempi minori dello zero è dovuta alle impostazioni di pre-trigger dell'oscilloscopio. Al tempo zero, il segnale di tensione, che è acquisito con polarità invertita, mostra un picco molto intenso, corrispondente all'improvviso trasferimento dell'alta tensione sugli elettrodi. Questo fronte di segnale definisce il trigger dell'acquisizione con l'oscilloscopio. Il segnale che riproduce l'andamento della derivata della corrente è caratterizzato da una “delta” in prossimità dello zero, che segnala un istantaneo cambiamento nel valore di

corrente. Per quanto riguarda il segnale di tensione, segue una fase di smorzamento di durata  $\Delta t_5$ , che rappresenta il tempo di breakdown, ossia il tempo necessario a produrre nel liquido il canale di plasma ad alta conduzione [OLS93][BUO98]. Inizia, a questo punto, l'oscillazione, di durata  $\Delta t_6$ . L'inizio dell'oscillazione, che corrisponde all'istante di breakdown, coincide nei due segnali (tensione e corrente) e, in entrambi i casi, si nota una brusca discontinuità. Al termine dell'oscillazione si ha che la tensione va a zero, come anche la derivata della corrente, ovvero la corrente raggiunge un valore costante e ciò corrisponde alla formazione completa del canale di plasma, schematizzabile come un cortocircuito (elemento a resistenza nulla).

## Discussione dei dati

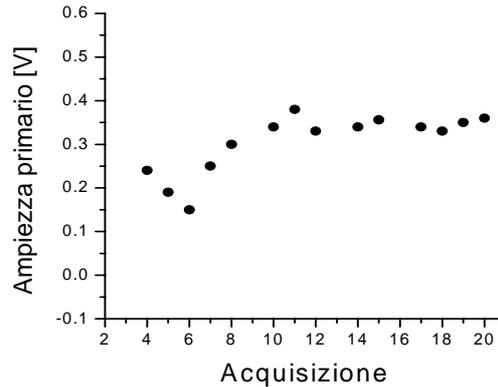
Nei grafici che seguono non sono visibili gli errori sperimentali sulle misure, perché trascurabili rispetto al valore della misura stessa. L'incertezza sui tempi è dato dal periodo di campionamento che è dell'ordine  $10^{-7}$  s, l'errore sulle tensioni è stato ricavato dalla dinamica della scheda di acquisizione ed è dell'ordine di  $10^{-3}$  V.

Provocare scariche elettriche in acqua con tensioni di 3000 V richiede un lungo tempo di preparazione e ricarica del circuito elettronico. Per tale motivo sono state effettuate 20 misure, solo per 14 delle quali abbiamo raccolto dati contemporaneamente da idrofono e circuito elettrico.

Per ogni misura quindi le grandezze sperimentali che verranno studiate sono l'ampiezza del "primario" e del "secondario", il ritardo iniziale ( $\Delta t_1$ ), la durata del disturbo elettromagnetico ( $\Delta t_2$ ), l'intervallo temporale tra l'origine ed il segnale primario ( $\Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3$ ), il tempo di occorrenza della riflessione relativa al segnale primario ( $\Delta t_2 + \Delta t_3 + \Delta t_4$ ), l'intervallo temporale tra l'impulso primario e l'impulso secondario ( $\Delta t_{I\_II}$ ), il tempo di breakdown ( $\Delta t_5$ ) e la durata dell'oscillazione nel segnale di tensione ( $\Delta t_6$ ).

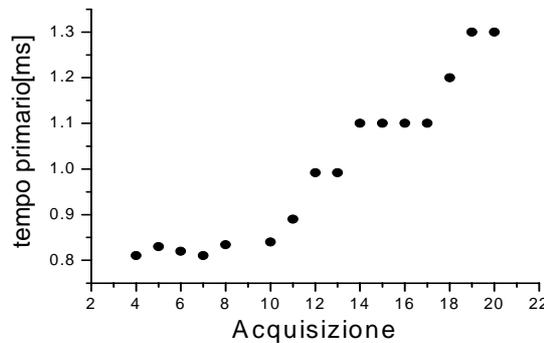
Per tutte le acquisizioni, il segnale primario rivelato ha ampiezza costante (figura 11), in accordo con le considerazioni fatte. Ciò dimostra che, in prima approssimazione, il segnale è indipendente dalla variazione delle condizioni sperimentali (per esempio, una

piccola variazione della distanza delle punte) e dipende solo dall'energia, costante, ceduta al mezzo tramite la scarica. Dalle misure si ricava che il valor medio per l'ampiezza dell'impulso primario è  $0.304 \pm 0.069$  V che, considerando che l'impulso primario ha frequenza compresa nell'intervallo in cui la  $RS$  dell'idrofono è costante, corrisponde ad un segnale di pressione di circa  $0.2 \cdot 10^5$  Pa<sup>9</sup>.



**Figura 11**-Ampiezza del segnale primario nelle misure acustiche in funzione dell'acquisizione.

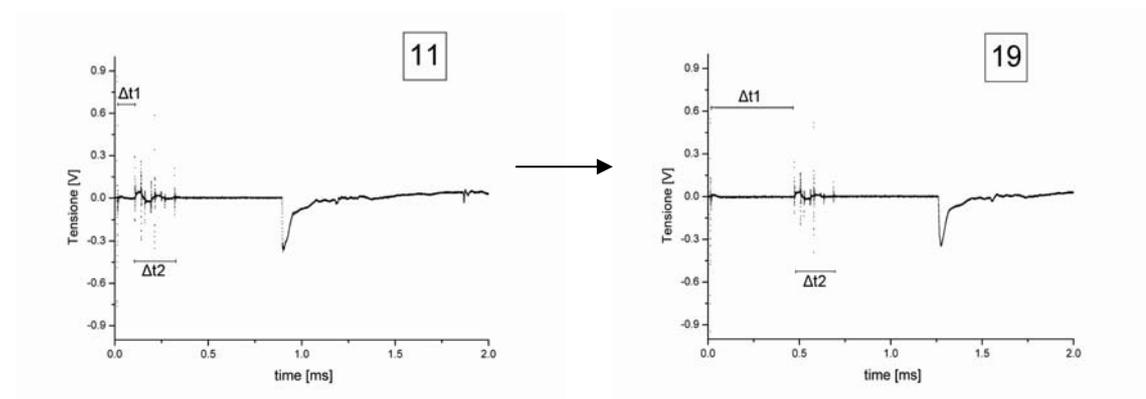
Passiamo ora a considerare i tempi di occorrenza del segnale primario nelle diverse acquisizioni. Questo tempo ha un andamento crescente, come mostrato in figura 12.



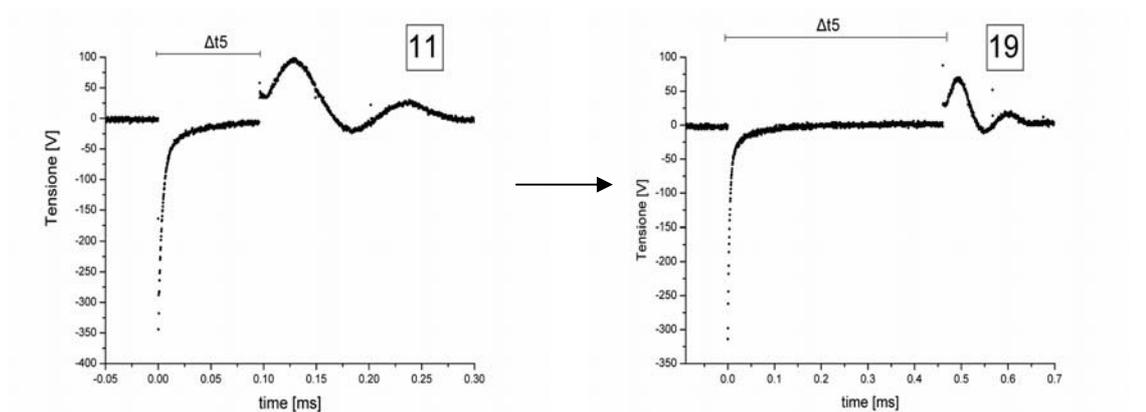
**Figura 12** - Tempo di occorrenza del segnale acustico primario in funzione del numero progressivo di misura.

<sup>9</sup> Si sfrutta la relazione  $A[\text{dB}] = 20 \log_{10} A[\text{V}]$  e la sua formula inversa, con  $A[\text{dB}] = -217$  dB V/ $\mu\text{Pa}$  e di conseguenza  $A = 1.4 \cdot 10^{-11}$  V/ $\mu\text{Pa}$ . Questo significa che l'idrofono utilizzato risponde con un segnale di  $1.4 \cdot 10^{-11}$  V ad una perturbazione di  $1 \mu\text{Pa}$ . Nel caso considerato l'idrofono ha misurato un segnale di 0.3 V che corrisponde a  $(0.3/1.4) \cdot 10^5$  Pa.

Studiando più in dettaglio, si può scomporre il tempo di occorrenza del segnale primario e analizzare separatamente i segmenti temporali specificati nella figura 9. Inoltre, nell'intervallo temporale  $\Delta t1+\Delta t2$ , si può considerare la comparazione tra segnali elettrici e segnali acustici, tenendo conto della successione cronologica delle acquisizioni. La prima cosa che si nota confrontando i segnali è il progressivo aumento del tempo di occorrenza del primario ( $\Delta t1+\Delta t2+\Delta t3$ ) nel segnale acustico ed una contemporanea crescita di  $\Delta t5$  nel segnale elettrico (Figure 13-14)<sup>10</sup>. I tempi sono misurati, con errore relativo trascurabile, a partire dall'istante in cui viene chiuso il circuito elettrico della “sparker”.



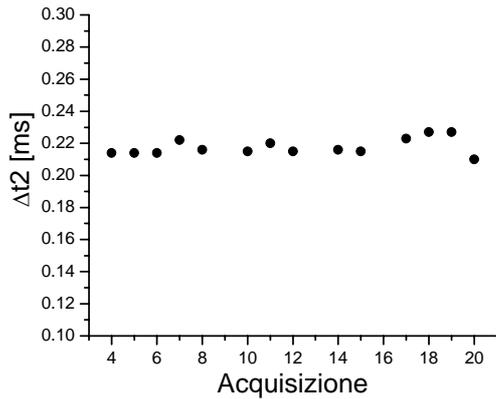
**Figura 13-** Acquisizioni successive di segnali acustici; il ritardo iniziale aumenta.



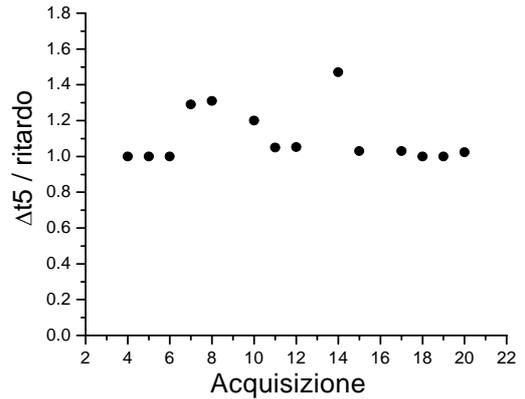
**Figura 14-** Acquisizioni successive di segnali di tensione; il tempo di breakdown aumenta.

<sup>10</sup> La sequenza completa delle acquisizioni, in cui è evidente l'aumento del disturbo iniziale nel segnale acustico e del tempo di breakdown nel segnale di tensione, è inclusa nell'Appendice B.

Essendo  $\Delta t_2$  (figura15) (ovvero la durata dell'impulso elettromagnetico indotto) e  $\Delta t_3$  (ovvero l'intervallo temporale tra la fine del disturbo elettromagnetico e l'impulso acustico primario) costanti (figura 21), ciò che varia è il ritardo iniziale  $\Delta t_1$ , che può essere messo in relazione con il tempo di breakdown  $\Delta t_5$  nei segnali in tensione. Se si fa il rapporto tra questi due tempi ( $\Delta t_5/\Delta t_1$ ) si trovano valori vicini ad 1 (figura16).

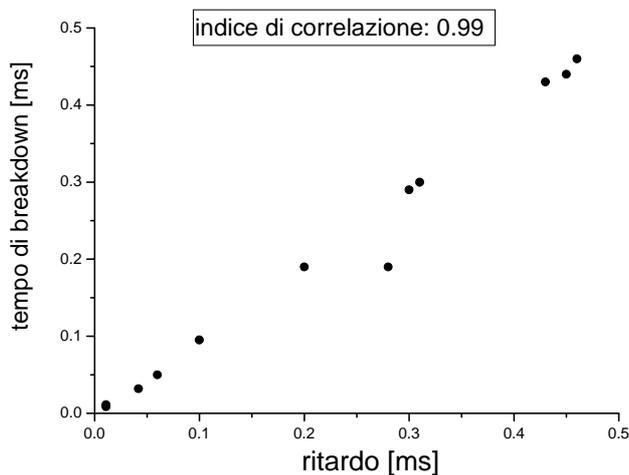


**Figura 15-**Durata del disturbo elettromagnetico in funzione dell'acquisizione



**Figura 16-** rapporto tra tempo di breakdown e ritardo iniziale nel segnale acustico.

Graficando queste due grandezze [figura17] si ottiene una dipendenza di tipo lineare con una buona correlazione.



**Figura 17-** tempo di breakdown nel segnale di tensione in funzione del ritardo iniziale nel segnale acustico.

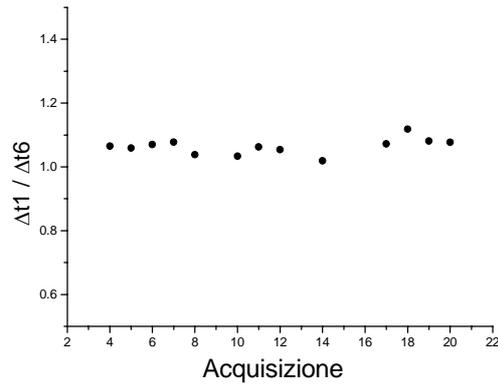
Questo risultato porta a concludere che si sta trattando lo stesso processo fisico, ovvero la creazione del canale conduttore di plasma e la scarica, ma rivelato in due modi diversi. L'interpretazione proposta è che il tempo di breakdown nel segnale elettrico ha una controparte nel segnale acustico rappresentata dal ritardo iniziale  $\Delta t_1$  ed entrambi, come abbiamo visto, hanno un andamento crescente. Questo porta a supporre un progressivo allontanamento degli elettrodi, una loro usura ed una generale variazione delle condizioni sperimentali per la sorgente. La scarica è, infatti, un processo a soglia, dipendente solo dall'energia depositata nel mezzo e che ha come condizione preliminare la vaporizzazione del mezzo. Se gli elettrodi si allontanano (o si consumano le punte) è plausibile supporre un aumento di tale tempo legato all'aumento del liquido da vaporizzare. Quali che siano le variazioni delle condizioni sperimentali che producono variazioni nel tempo di breakdown, una volta che si siano realizzate le condizioni per la scarica (ossia la creazione del canale di plasma) il fenomeno del breakdown avviene in maniera analoga per tutti gli eventi di scarica, e questo spiega perché, come già è stato sottolineato, il segnale primario è costante in tutte le acquisizioni.

Proseguendo nello studio dei segnali si può supporre una relazione tra  $\Delta t_6$  (durata dell'oscillazione elettrica<sup>11</sup>) e  $\Delta t_2$  (durata dell'impulso elettromagnetico indotto). La misura di tale intervallo è affetta da possibili errori dovuti alla difficoltà di stimare con precisione la fine dell'oscillazione ma ciò non influisce sullo scopo di questo lavoro, cioè stabilire relazioni qualitative tra i due tipi di segnale e comprendere meglio il processo fisico osservato.

Il rapporto tra la durata dell'oscillazione elettrica  $\Delta t_6$  e la durata del disturbo  $\Delta t_2$  mostra un andamento regolare e poco dispersivo intorno a 1 (figura 19).

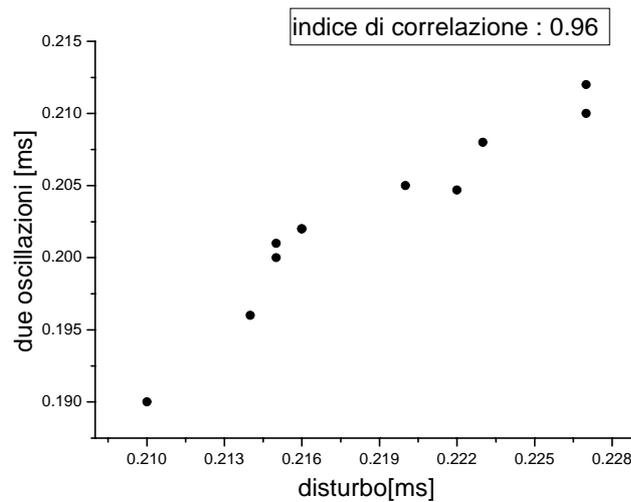
---

<sup>11</sup> Nella misura del  $\Delta t_6$  si deve tener conto che la terza oscillazione è di ampiezza talmente piccola da non indurre un segnale apprezzabile sull'idrofono e che una sua eventuale stima sarebbe affetta da un grande errore sistematico legato alla difficoltà di stabilirne l'esatta durata. Per la misura si è deciso, quindi, di includere solo fino alla seconda oscillazione.



**Figura 19-** rapporto tra il disturbo elettromagnetico nel segnale acustico e la fase di oscillazione nel segnale di tensione.

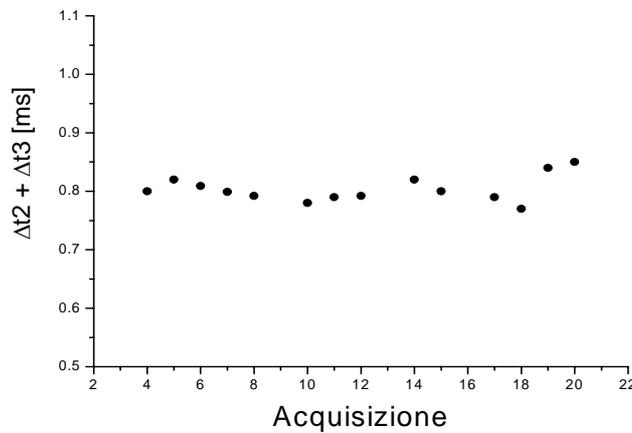
Se si grafica il tempo di oscillazione  $[\Delta t6]$  in funzione del disturbo  $[\Delta t2]$  (figura 20) si verifica che queste due grandezze sono correlate.



**Figura 20-** fase di oscillazione nel segnale di tensione in funzione del disturbo elettromagnetico nel segnale acustico.

Il tempo  $\Delta t2 + \Delta t3$  che intercorre tra l'inizio del disturbo elettromagnetico (che ha durata costante) e l'impulso primario è costante per tutte le acquisizioni, e il valor medio è  $(8.04 \pm 0.22) \cdot 10^{-4}$  s (figura 21). Ciò dimostra la natura acustica del segnale primario e conferma la seguente interpretazione: l'impulso elettromagnetico indotto è la "traccia

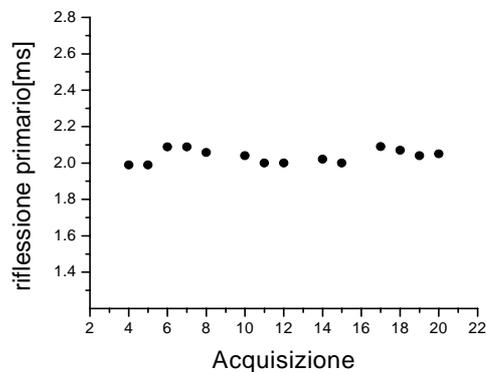
elettromagnetica” del breakdown, che si produce in corrispondenza delle punte di tungsteno e raggiunge l’idrofono istantaneamente, ovvero alla velocità della luce. Associata al breakdown si genera un’onda acustica, che si propaga in acqua dalla sorgente all’idrofono alla velocità del suono e percorre, quindi, la distanza L di separazione punta-idrofono in un tempo che è pari  $t = L / c_s = 8.0 \cdot 10^{-4}$ , con L circa 116 cm e  $c_s = 1485$  m/s (per  $T = 21.0$  °C), in buon accordo con il valore misurato per il ritardo  $\Delta t_2 + \Delta t_3$ .



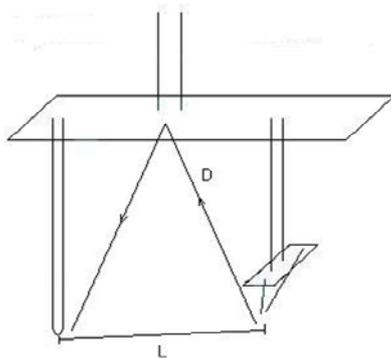
**Figura 21-** intervallo tra l’inizio del disturbo elettromagnetico e l’impulso primario in funzione dell’acquisizione.

Riassumendo quanto trattato, la descrizione generale del fenomeno osservato in seguito all’analisi fatta è la seguente: il tempo di breakdown è dipendente dalle condizioni sperimentali e dal tempo di vaporizzazione, quindi è plausibile pensare che cresca al crescere della distanza tra le punte ed in seguito alla loro usura. Avvenuto il breakdown, si ha circolazione di corrente nel circuito che si è chiuso sul canale di plasma (figura 3), corrispondente alla fase di oscillazione nelle misure elettriche e al segnale elettromagnetico indotto sull’idrofono. Ciò è confermato dalla coincidenza dei tempi di durata ed inizio di tali segnali, in quanto il segnale elettromagnetico, al contrario del segnale acustico, si propaga alla velocità della luce  $c/n$  e quindi per le distanze studiate può essere considerato come un segnale trasmesso istantaneamente. L’impulso primario è la controparte del breakdown nel segnale acustico ed è rivelato per tempi che dipendono dalla sua velocità di propagazione  $c_s$ .

Consideriamo ora la riflessione del primario. Per effettuare questa misura si è presa come origine dei tempi, cioè istante in cui c'è la formazione del segnale acustico primario, l'inizio del disturbo elettromagnetico. Il tempo impiegato dal segnale riflesso ad arrivare all'idrofono, nelle varie acquisizioni, è costante (figura 22). I dati forniscono un valor medio  $\Delta t_2 + \Delta t_3 + \Delta t_4 = (2.04 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$  s. Questo valore può essere legato alla geometria del sistema, tenendo conto della relazione  $\Delta L = c_s \Delta t$ , che definisce la propagazione del segnale acustico, con  $c_s$  velocità del suono in acqua. Si trova  $\Delta L = 3.03 \pm 0.06$  m.



**Figura 22** –  $\Delta t_2 + \Delta t_3 + \Delta t_4$ , tempo di occorrenza del segnale riflesso relativo all'impulso primario



**Figura 23**- Percorso del segnale primario (L) e del segnale riflesso ( $\sim 2D$ )

Il segnale riflesso rivelato con l'idrofono è ben definito e da ciò si può pensare che la causa di tale segnale sia unica in tutte le acquisizioni.

Considerando il problema da un punto di vista qualitativo, si può supporre che il segnale riflesso sia dovuto alla superficie dell'acqua o alla sbarra di supporto dell'apparato (che sono gli ostacoli più vicini alla sorgente dell'onda di pressione).

Nel secondo caso l'onda dovrebbe percorrere  $\sim 2D$  (figura 23) (con  $D \sim 260$  cm) e trattandosi di un segnale di tipo acustico il tempo atteso sarebbe  $t = 2D / c_s = 1.8 \cdot 10^{-3}$  s. La piccola differenza rispetto al valore sperimentale, che corrisponde a  $\sim 0.30$  m, porta quindi a pensare che la causa della riflessione sia la superficie dell'acqua che dista pochi cm dalla sbarra.

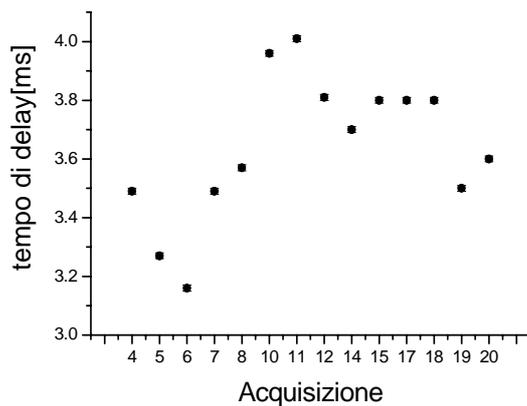
Il risultato di questo studio conferma la descrizione proposta per il segnale acustico: il segnale primario è di natura acustica, e si propaga in acqua alla velocità del suono, essendo riconoscibile un segnale riflesso che si propaga alla velocità del suono in un tempo compatibile con la geometria dell'apparato. Per confronto, il segnale identificato come impulso elettromagnetico indotto non è di natura acustica: per questo segnale non è individuabile una riflessione che si propaghi alla velocità del suono.

La fase successiva al breakdown e alla scarica è il processo che porta alla formazione e all'espansione della bolla di vapore fino a un valore  $R_{\max}$ , dopodichè inizia la fase di collasso che, al suo termine, provoca l'onda acustica rivelata dall'idrofono corrispondente all'impulso secondario.

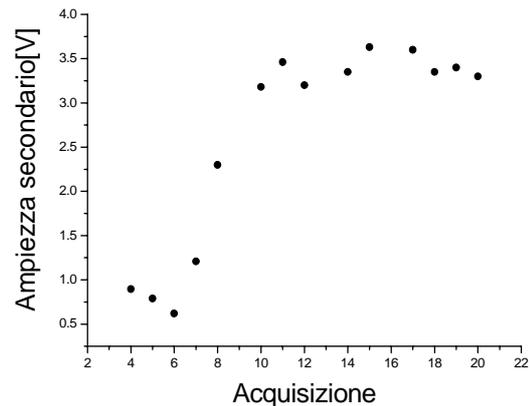
L'energia elettrostatica iniziale viene trasferita al mezzo, in questa fase, sotto forma di energia meccanica e di energia acustica. L'energia meccanica è responsabile della formazione della bolla, l'energia acustica è responsabile del segnale di pressione rivelato dall'idrofono. Si deve tener conto anche della frazione di energia dissipata attraverso vari fenomeni come ad esempio la vaporizzazione dell'acqua per la formazione del canale di plasma o la luminescenza che si vede in coincidenza della scarica. Lo studio relativo all'energia meccanica della bolla di vapore può essere effettuato attraverso il modello di Rayleigh (formula 18-19-20) che studia il processo di accrescimento e collasso di una bolla di vapore, comparandola ad una cavità, come un processo isobaro ed isoterma.

Si ricorda, con riferimento alla formula 18, che  $t_c$  è il tempo di collasso della bolla,  $t_d$  è il tempo di delay, cioè l'intervallo tra impulso secondario ed impulso primario e vale la relazione  $t_c = t_d/2$  ipotizzando così che la crescita ed il collasso della bolla siano processi simmetrici.  $t_d$  è l'unica grandezza che può essere estratta dalle misure e l'errore da

associare ad ogni singola misura di  $t_d$  è pari a  $10^{-5}$ s. Sperimentalmente si osserva che  $t_d$  è circa costante per tutte le acquisizioni (figura 24) con un valor medio pari a  $\sim (3.64 \pm 0.24) \cdot 10^{-3}$  s. Si nota che le misure si disperdono su diversi intervalli di sensibilità, ciò dimostra l'esistenza di errori casuali. In ogni caso l'errore statistico associato al valor medio è confrontabile con l'ordine di grandezza dell'errore di sensibilità della misura .



**Figura 24-** tempo di delay tra l'impulso primario e l'impulso secondario in funzione dell'acquisizione. In questo grafico sono riportati gli errori.



**Figura 25-** Ampiezza dell'impulso secondario in funzione dell'acquisizione.

Seguendo il modello di Rayleigh (formula 18) inserendo  $t_c$  nella formula 17 si può ricavare  $R_{\max}$ . I valori ottenuti per le singole misure sono circa costanti, il valor medio è  $R_{\max} = 19.9 \pm 1.3$  mm. Per effettuare questo calcolo è stato considerato che  $p_{\infty} - p_v(T) = 1.07 \cdot 10^5$  Pa avendo assunto  $p_{\infty} = p_{\text{atm}} + \rho gh \sim 1.1 \cdot 10^5$  Pa e  $p_v(T) \sim 0.3 \cdot 10^5$  Pa [BUO02]. L'incertezza in  $p_v(T)$  può essere assunta dell'ordine del 30% per cui  $p_{\infty} - p_v(T) = (1.07 \pm 0.09) \cdot 10^5$  Pa. Quindi nel calcolo è stata associata al valore di  $p_{\infty} - p_v$  un'incertezza di circa il 10% . Dalla propagazione di questa indeterminazione si trova un errore su  $R_{\max}$  dello stesso ordine di grandezza dell'errore statistico di dispersione delle misure ( $\sim 10^{-3}$  m). L'energia meccanica della bolla, calcolata dalla formula 19 , è circa costante per tutte le acquisizioni ed il suo valor medio vale  $\sim 3.33 \pm 0.66$  J coerentemente con il modello di Rayleigh poiché l'energia elettrostatica iniziale è

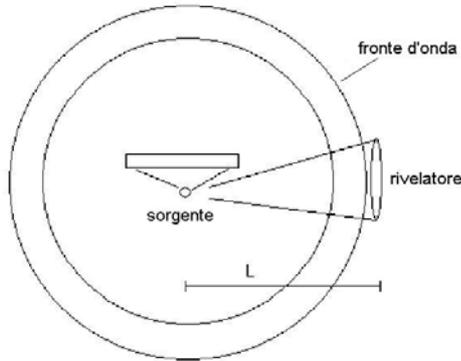
costante. Anche in questo caso l'errore calcolato sulla dispersione delle misure coincide con quello ottenuto propagando gli errori usando la formula 19. Il modello di Rayleigh dice che  $W \propto R_{\max}^3 = \varepsilon \frac{1}{2} CV^2$  (formula 20) e quindi  $W$  è costante fissati i parametri elettrici del circuito sparker. Da ciò si può ricavare il fattore di conversione tra energia elettrica ed energia meccanica  $\varepsilon = W/E_{el}$ , che ha un andamento costante.  $E_{el}$  è nota e facilmente calcolabile poiché si conoscono sia la capacità equivalente del condensatore utilizzato sia la tensione che si applica ai capi degli elettrodi messi in acqua. Quindi dalla formula  $E_{el} = \frac{1}{2} CV^2$  si ottiene  $E_{el} \sim 180 \pm 10$  J, considerando che su  $C$  c'è un'incertezza del 5% mentre sulla tensione c'è un'incertezza del 10%, da cui  $\varepsilon = 0.0185 \pm 0.0038$  (errore statistico coincide con il valore trovato con la propagazione dell'errore) cioè un'efficienza media di 1.9% in buon accordo con l'ordine di grandezza trovato in esperimenti simili [BUO02]. I dati confermano, quindi, che si ha un ritardo costante ( $t_d$ ) se rimangono costanti le condizioni che definiscono l'evoluzione della bolla di vapore ( $\varepsilon$ ).

Il segnale rivelato dall'idrofono misura l'energia acustica che si propaga dalla sorgente fino alla posizione dell'idrofono stesso. Una stima dell'energia meccanica rilasciata in acqua a partire da un numero discreto di misure effettuate da idrofondi (in questo caso abbiamo un solo idrofono) necessita di un modello della distribuzione spaziale e della propagazione dell'onda di pressione.

L'energia acustica è osservabile tramite la pressione rivelata dall'idrofono e alla distribuzione spaziale dell'energia.

Considerando la figura 25 la prima evidenza sperimentale è che l'ampiezza dell'impulso secondario in funzione della successione delle acquisizioni non è costante, ma cresce con le acquisizioni ed il processo sembra raggiungere un livello di saturazione. Abbiamo inoltre osservato che continuando a produrre scariche in acqua con le stesse condizioni elettriche si arriva ad un punto in cui non si produce più segnale acustico. Si può supporre che tale fenomeno sia legato al consumo e quindi all'allontanamento degli

elettrodi e che l'energia fornita non è sufficiente per creare le condizioni preliminari come la vaporizzazione del mezzo.



**Figura 26-** Rappresentazione della geometria dell'apparato sperimentale.

Dalla misura della pressione si può riuscire a stimare l'energia acustica che investe l'idrofono. Per la stima del fattore di conversione  $\eta = E_{ac}/E_{el}$  a partire dalla misura effettuata con l'idrofono dobbiamo ipotizzare come l'onda di pressione si distribuisce nello spazio.

Per la stima dell'energia acustica ipotizziamo una simmetria sferica dell'onda di pressione e che quindi l'intensità, data dalla formula 4, sia isotropa. La pressione di tale onda, che supponiamo essere la stessa su tutto il fronte sferico, si ricava dai segnali rivelati attraverso la funzione di trasferimento dell'idrofono. Calcolando la misura in Pascal relativa all'ampiezza (in V) dell'impulso secondario si trova che il suo valore varia tra  $0.44 \cdot 10^5$  Pa e  $3 \cdot 10^5$  Pa.

La densità del mezzo ( $\rho$ ), costante su tutto il volume, è considerata pari a  $10^3$  Kg/m<sup>3</sup> e  $c_s \sim 1485$  m/s (con  $T = 21.0 \pm 0.5$  °C).

Perciò la formula finale che si utilizza è  $E_{ac} = \int_A \int_t \frac{p^2}{\rho c_s} dA dt$ . L'integrale nel tempo si

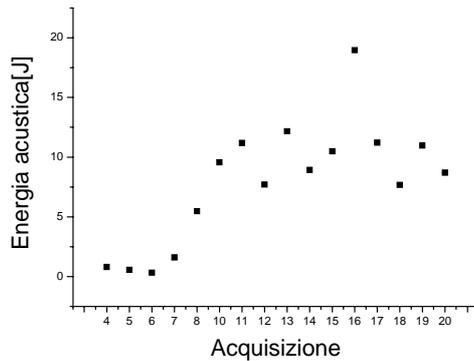
calcola sfruttando l'approssimazione dell'area dell'impulso secondario con un triangolo mentre, nell'ipotesi di propagazione sferica, l'integrale di superficie è l'area di una

sfera di raggio pari alla distanza sorgente-idrofono  $L$ . Quindi  $E_{ac} = \frac{1}{2} \frac{p^2}{\rho c_s} \Delta t A$  dove

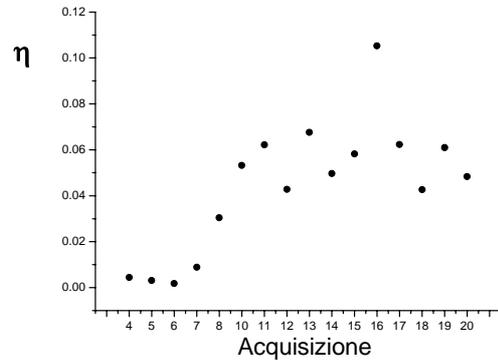
$A = 4\pi L^2$  è l'area investita dall'onda e  $\Delta t$  la durata dell'impulso acustico<sup>12</sup>. L'errore che viene dalla propagazione dell'incertezza è di ordine  $10^{-3}$  J ed è stato stimato

<sup>12</sup> Nel calcolo dell'integrale la stima di  $\Delta t$  è soggetto a errore sistematico dell'ordine di  $10^{-5}$  (errore attribuito a tutte le misure di intervalli temporali). Si è calcolato che questo produce un valore di energia acustica sottostimato di circa 0.15 J. L'energia elettrica viene convertita anche nell'energia acustica associata all'impulso primario, che contribuisce per circa 0.15 J, in ugual misura per tutte le acquisizioni.

considerando  $\Delta(\Delta t) \sim 10^{-5}$ s,  $\Delta A \sim 10^{-2}$  m e  $\Delta p$ , calcolato convertendo in Pa  $\pm 3$ dB della curva di sensitività dell'idrofono. Dall'analisi dei dati si ottengono i risultati graficati in figura 27-28. La conversione  $\eta$  così calcolata varia da 0.18% al 10% (l'errore su  $\eta$  è di ordine  $10^{-4}$ ).



**Figura 27**-energia acustica in funzione dell'acquisizione.

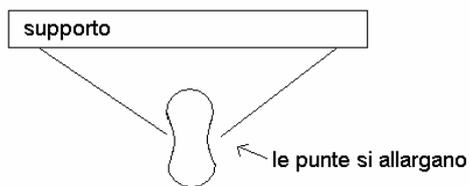


**Figura 28**-fattore di conversione dell'energia elettrostatica in energia acustica.

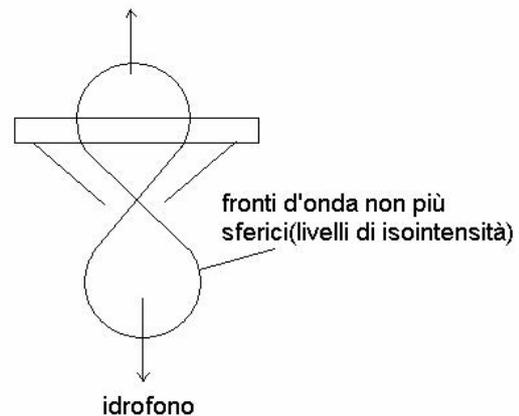
Ricordiamo che  $\eta = \beta \epsilon$  e che abbiamo già affermato che procedendo nelle successive acquisizioni  $\epsilon \sim$  costante. I dati invece mostrano un valore di  $\eta$  crescente.

I risultati ottenuti pongono dei problemi di interpretazione perché il valore dell'energia acustica in alcuni casi è maggiore del valore dell'energia meccanica calcolabile con la formula 19, in apparente disaccordo con il modello per cui solo una parte dell'energia meccanica della bolla viene convertita nell'energia acustica rivelata dall'idrofono. L'ipotesi che si può fare è la seguente: nello studio teorico e nei calcoli effettuati si è sempre ipotizzata la simmetria sferica dell'onda di pressione e della distribuzione spaziale dell'intensità di energia. Rimanendo costanti le condizioni geometriche dovrebbero rimanere costanti sia  $\eta$  che  $\epsilon$ . I risultati sperimentali sembrano invece contraddire l'ipotesi di simmetria sferica. Questo può essere dovuto alla variazione della geometria della sorgente, in particolare al fatto che la distanza tra le punte aumenta man mano che si effettuano ulteriori scariche e ciò può indurre effetti di diffrazione ed alterare l'evoluzione della bolla di vapore. Questo aspetto della dinamica delle bolle, comunque, è ancora oggetto di ricerca. L'apparente crescita dell'efficienza acustica del

sistema, anche oltre i limiti permessi (in alcune acquisizioni è come se il sistema convertisse più dell'energia meccanica iniziale) porta a pensare che la simmetria sferica sia sostituita da una distribuzione spaziale dell'energia meno isotropa (figura 29-30) e che una delle direzioni favorite sia proprio quella verso l'idrofono. L'efficienza  $\beta$ , quindi, è propriamente una misura dell'efficienza di rivelazione acustica e dipende dalla particolare posizione dell'idrofono nell'acquisizione. È per questo che si ottengono valori così elevati. L'energia convertita non aumenta ma si concentra in una particolare direzione portando ad un apparente aumento dell'efficienza di rivelazione acustica nella direzione in cui è posto l'idrofono. Questa ipotesi potrebbe essere controllata misurando contemporaneamente con numerosi idrofoni il segnale su tutto l'angolo solido verificando che ad un aumento di segnale in una direzione corrisponda una diminuzione in un'altra direzione. Si passa quindi dal problema schematizzato in figura 26 a quello in figura 30.



**Figura 29-** esempio di bolla senza simmetria sferica



**figura 30-** esempio di distribuzione spaziale non isotropa dell'energia .

# Conclusioni

Le misure svolte presso l'IDAC e l'analisi dei dati acquisiti ha permesso di capire meglio la natura del segnale acustico prodotto da scariche in acqua dolce, e di poterlo collegare al segnale in tensione e corrente. Si può quindi distinguere tra una prima parte di natura elettromagnetica, in cui in due segnali sono fortemente correlati, ed una seconda parte di natura puramente acustica. Questo studio, inoltre, ha permesso di approfondire i fenomeni fisici relativi alla scarica in acqua soprattutto negli intervalli temporali che precedono e seguono il breakdown, e il fenomeno di produzione della bolla di vapore (modello di Rayleigh). Nel segnale in tensione, la creazione del canale di plasma è stata confermata dal fatto che la tensione nel circuito inizia ad oscillare e va poi esponenzialmente a zero proprio in corrispondenza dell'inizio e della completa formazione del canale. Per quanto riguarda il segnale acustico si è verificato che il rilascio in acqua di energia per mezzo di sorgenti puntiformi dà luogo alla formazione di un'onda di pressione acustica rivelabile con un idrofono. Si è stabilita, inoltre, la dipendenza del tempo di breakdown dalle caratteristiche della sorgente, verificando che il segnale acustico cambia per condizioni sperimentali diverse e quindi per sorgenti diverse.

Un limite di queste misure è il fatto che la tensione posta ai capi degli elettrodi è stata mantenuta costante, quindi le conclusioni e le ipotesi fatte durante questa analisi potrebbero essere meglio comprese e verificate ripetendo tali misure variando la tensione e studiando come mutano, di conseguenza, le grandezze prese in considerazione in questo lavoro. Un altro parametro che può essere variato è la posizione dell'idrofono rispetto alla sparker, oppure si possono utilizzare più idrofoni in modo da coprire maggiori porzioni di angolo solido, così da verificare l'ipotesi di simmetria sferica del segnale per tutti gli eventi di scarica e misurare eventuali deviazioni, definendo l'efficienza di rivelazione acustica in funzione della posizione del rivelatore.

E' necessario, inoltre, uno studio più approfondito delle riflessioni e quindi della geometria del sistema per poter caratterizzare meglio tutto il segnale acustico.

Il problema maggiore delle misure eseguite è la poca riproducibilità delle acquisizioni, la mancata conoscenza e lo scarso controllo di alcuni parametri sperimentali, come ad esempio la distanza tra gli elettrodi. Ciò ha portato a risultati numerici delle stesse grandezze dispersi su intervalli di valori superiori agli errori di sensibilità delle misure e non ci ha permesso di effettuare stime numeriche significative dei vari parassiti: ci ha permesso di fare solo degli studi di tipo qualitativo. La poca riproducibilità è legata al fatto che è molto difficile poter controllare tutti i parametri del sistema studiato e mantenerli costanti. L'obiettivo che ci si può porre, per migliorare tali misure, è di studiare un sistema ed una sorgente più controllabili in tutti i loro aspetti (geometria, ambiente, elettronica, stabilità dell'apparato...) potendo agire, quindi, su un parametro alla volta. Si potrebbero ad esempio realizzare delle misure in cui variare ogni volta la distanza tra le punte, che quindi diventerebbe nota, mantenendo la tensione che si applica costante e verificando, in questo modo, le ipotesi fatte. Si dovrebbero inoltre acquisire segnali registrati contemporaneamente con più idrofoni disposti opportunamente attorno alla sorgente acustica. Ciò permetterebbe di verificare se l'onda è oppure non è isotropa. L'obiettivo è ottenere una sorgente acustica calibrata, con un comportamento più regolare del parametro di conversione  $\eta$ , che permette di legare la risposta del sistema, come segnale acustico, al rilascio istantaneo di energia. In questo modo, si avrebbe una relazione biunivoca tra il segnale rivelato, le ampiezze degli impulsi e l'energia trasferita al mezzo, e si potrebbe quindi caratterizzare il tipo di segnale prodotto da sorgenti diverse ed eventualmente applicare i risultati ottenuti alla rivelazione di particelle.

# Bibliografia

- [BUO98] S. Buogo *et al.*, Bubble influence on the behaviour of sea-water plasma-based sound sources, *ACUSTICA - Acta Acustica*, Vol. 84 (1998) 1025-1030.
- [BUO02] S. Buogo, G. B. Cannelli, Implosion of an underwater spark-generated bubble and acoustic energy evaluation using the Rayleigh model, *J. Acoust. Soc. Am.* 111, 2594-2600 (2002).
- [CAN90] G. B. Cannelli *et al.*, Bubble activity induced by high-power marine sources, *Proceedings of Oceans '90*, 533-537 (1990).
- [CAP01] A. Capone *et al.*, (2001), Hydro-acoustic detection of ultra-high and extremely high energy neutrinos. *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference* (vol. 3, pp. 1264-1266).
- [EID04] S. Eidelman *et al.*, *Physics Letters B* 592, 1 (2004), available on the PDG WWW pages (URL: <http://pdg.lbl.gov/>), *Review of Particle Physics*, Particle Data Group, Astrophysics and Cosmology, Cosmic Rays.
- [GAU98] I. Gausland, (1998), *Physics of sound in water*. *Proceedings of the seismic and marine mammals workshop*, London, 23-25 June 1998 chapter 3.
- [LEA79] J. G. Learned, *Phys. Rev. D* 19 (1979) 3293.
- [LEH02] N. G. Lehtinen *et al.*, *Astropart.Phys.* 17 (2002) 279.

- [MEN99] C. Mencuccini, V. Silvestrini, Fisica II, Elettromagnetismo – Ottica (1999), Liguori Editore.
- [OLS93] A. H. Olson, S. P. Sutton, The physical mechanisms leading to electrical breakdown in underwater arc sound sources, (1993) J. Acoust. Soc. Am. 94 (4).
- [web1] [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1936/index.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1936/index.html)
- [web2] <http://cosmos.swin.edu.au/lookup.html?e=cosmicrayenergies>
- [web3] Effetto Cherenkov, [http://it.wikipedia.org/wiki/Radiazione\\_Cherenkov](http://it.wikipedia.org/wiki/Radiazione_Cherenkov)
- [web4] DUMAND, <http://www.phys.hawaii.edu/dmnd/dumand.html>
- [web5] Baikal, <http://www-zeuthen.desy.de/baikal/baikalhome.html>
- [web6] AMANDA, <http://amanda.uci.edu/>
- [web7] ICECUBE, <http://icecube.wisc.edu/>
- [web8] NESTOR, <http://www.nestor.org.gr/>
- [web9] ANTARES, <http://antares.in2p3.fr/>
- [web10] NEMO, <http://nemoweb.lns.infn.it/index.htm>
- [web11] NEMO\_sez.di roma, <http://nemo11.roma1.infn.it/AstroNeut/index.html>
- [web12] RICE, <http://kuhep4.phsx.ku.edu/~iceman/>
- [web13] ANITA, <http://www.phys.hawaii.edu/~anita/web/index.htm>
- [web14] <http://www.cms.udel.edu/mast602/lect01.pdf>
- [web15] <http://www.plasmateam.com/Book/sez1-8.htm>
- [web16] IDAC, <http://www.idac.rm.cnr.it/>
- [web17] Oscilloscopio,

[http://www.tek.com/site/ps/0,,3M-10566-INTRO\\_EN,00.html](http://www.tek.com/site/ps/0,,3M-10566-INTRO_EN,00.html)

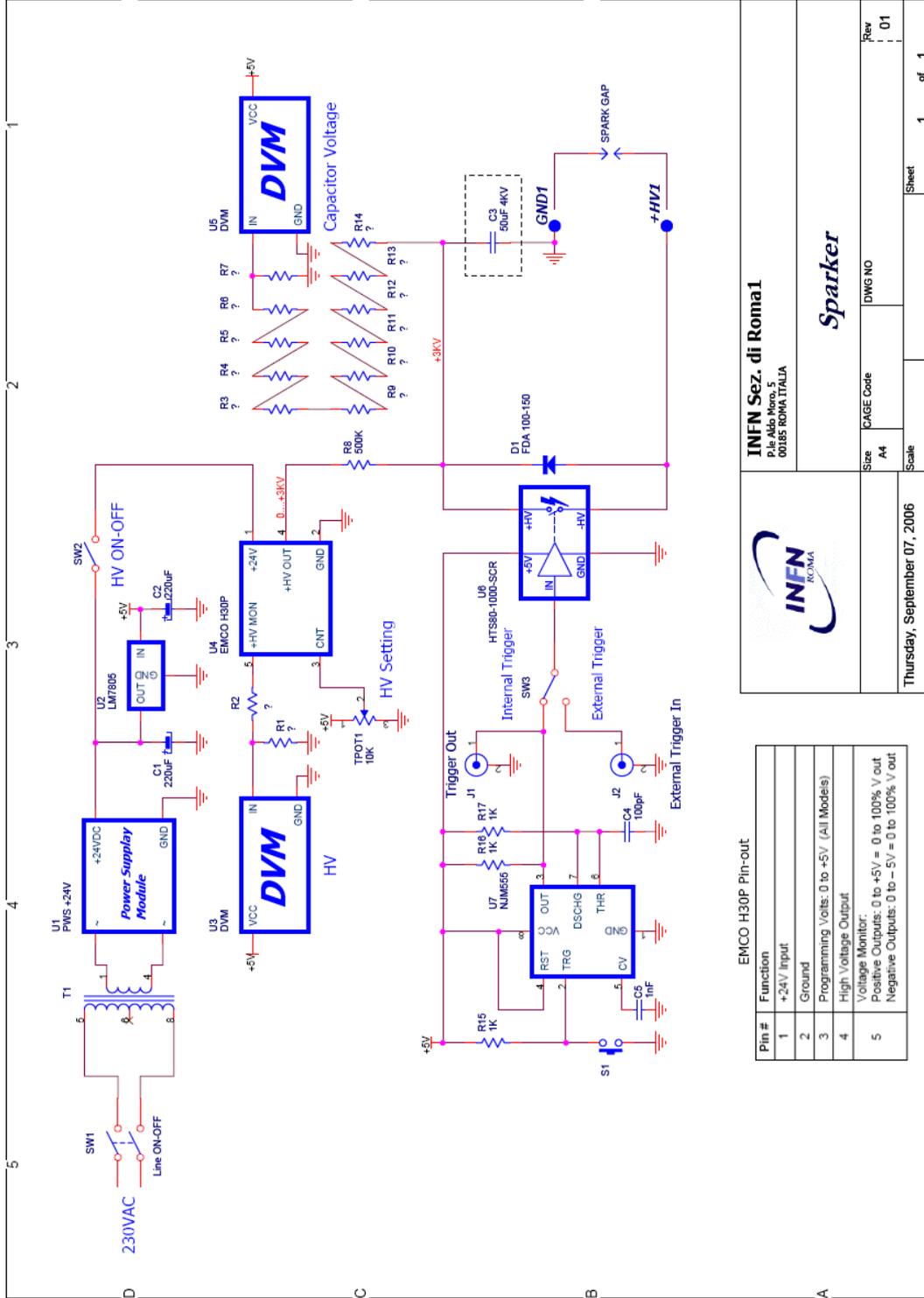
[web18] Idrofono, <http://www.reson.com/sw3154.asp>

[web19] SR560, <http://www.thinksrs.com/products/SR560.htm>

[web20] NI PCI 6115, <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/en/nid/11886>

[web21] Labview7.0, <http://www.ni.com/labview/>

# APPENDICE A



EMCO H30P Pin-out

Pin #	Function
1	+24V Input
2	Ground
3	Programming Volts: 0 to +5V (All Models)
4	High Voltage Output
5	Voltage Monitor: 0 to +5V = 0 to 100% V out Positive Outputs: 0 to +5V = 0 to 100% V out Negative Outputs: 0 to -5V = 0 to 100% V out

**INFN Sez. di Roma1**  
P.le Aldo Moro, 5  
00185 ROMA ITALIA

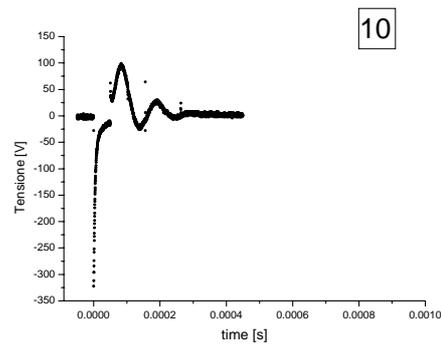
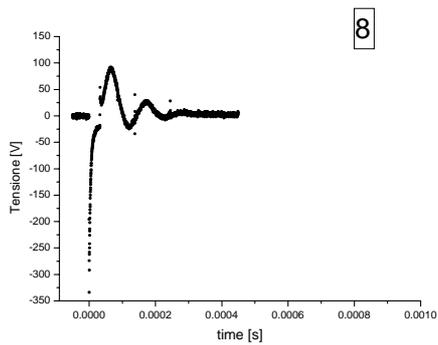
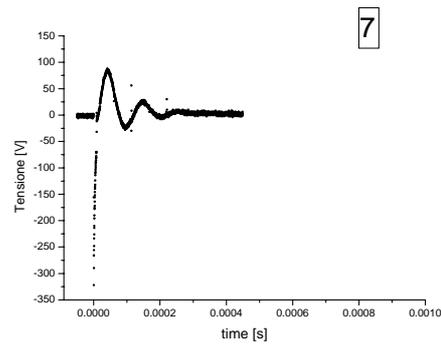
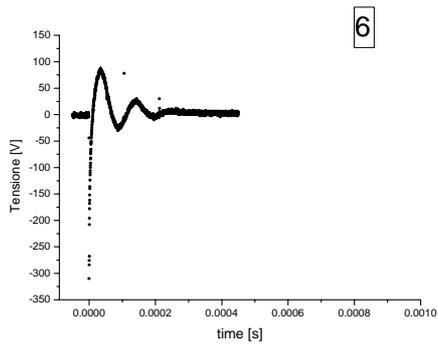
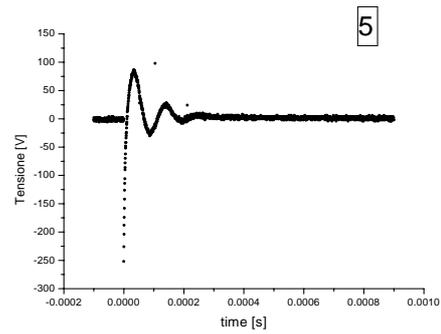
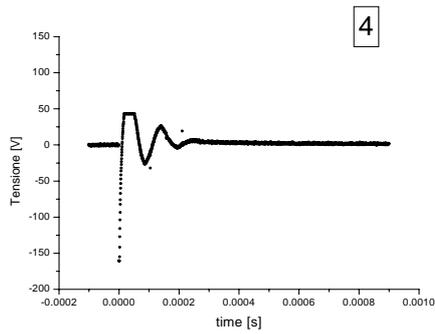


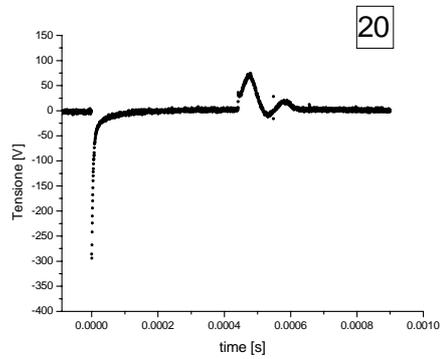
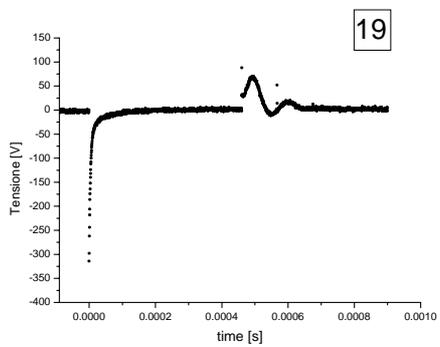
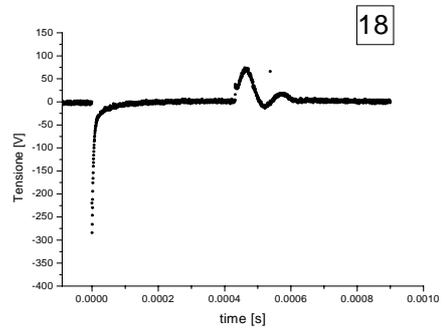
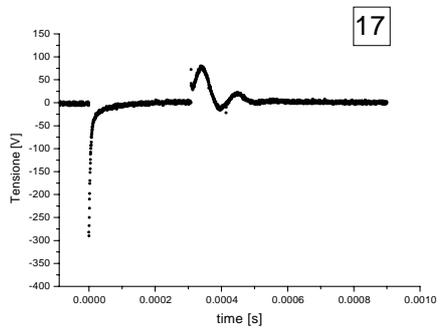
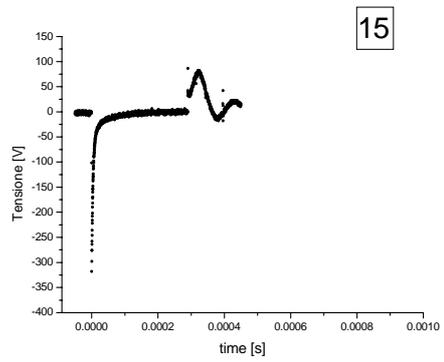
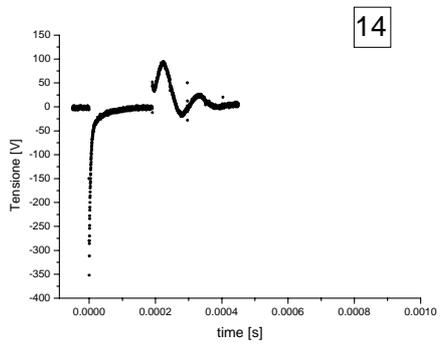
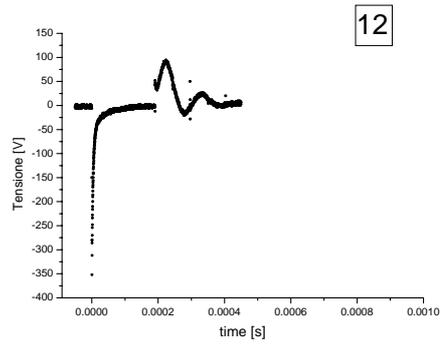
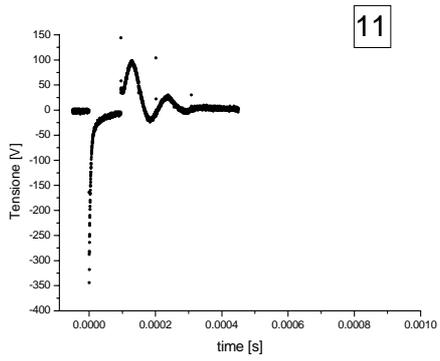
**Sparker**

Size	A4	CAGE Code	DWG NO	Rev	01
Scale	Thursday, September 07, 2006		Sheet	1	of 1

# APPENDICE B

## Acquisizioni del segnale di tensione in ordine cronologico.





## Acquisizioni del segnale acustico in ordine cronologico.

